

THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'U.E.R. DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE NANTES

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

par

ALAIN TOGNET

Ingénieur E.N.S.M.



SUJET - Etude de l'influence du tourbillon marginal issu d'une pale d'hélicoptère
sur l'écoulement autour de la pale suivante.
Etude de différentes formes d'extrémités de pale.

Soutenue le 29 mars 1973 devant la Commission d'Examen formée de MM. RAVILLY
GUEVEL
SULMONT
MONNERIE



- R E S U M E -

TITRE : ETUDE DE L'INFLUENCE DU TOURBILLON MARGINAL ISSU D'UNE
PALE D'HELICOPTERE SUR L'ECOULEMENT AUTOUR DE LA PALE
SUIVANTE.
ETUDE DE DIFFERENTES FORMES D'EXTREMITES DE PALE

L'hélicoptère étant de plus en plus utilisé comme moyen de transport en zone urbaine, il importe que le bruit émis pendant les manoeuvres de décollage et d'atterrissage soit le plus réduit possible.

L'interaction entre une des pales du rotor et l'un des tourbillons marginaux émis par les autres pales est considérée comme l'une des principales sources de bruit aux faibles vitesses d'avancement de l'hélicoptère : ces phénomènes d'interaction sont étudiés ici, d'une part expérimentalement et, d'autre part, par le calcul.

La simulation de l'interaction entre une pale et un tourbillon situé dans un plan perpendiculaire à son bord d'attaque a été réalisée en soufflerie au moyen de deux demi-pales montées à la paroi et les essais ont montré que l'influence du tourbillon était très sensible, tant sur les efforts globaux que sur les répartitions de pressions.

Une méthode de calcul utilisant la théorie de la ligne portante a été développée et les résultats sont comparés à l'expérience.

L'étude de la réponse d'une pale influencée par un tourbillon d'axe parallèle à son bord d'attaque, est traitée ici par le calcul dans le cas bidimensionnel et instationnaire d'un tourbillon agissant sur un profil.

Afin de réduire l'influence du tourbillon marginal issu d'une pale sur l'écoulement autour de la pale suivante, plusieurs formes en plan d'extrémité de pale ont été essayées et des mesures de vitesse effectuées dans les tourbillons marginaux qui en étaient issus, permettent de retenir deux pales pouvant avoir une action favorable sur le bruit d'interaction.



REMERCIEMENTS

J'adresse l'expression de mon profond respect à Monsieur le Professeur Ravilly qui a accepté de suivre mes recherches et de présider le jury de cette thèse.

Je présente mes plus sincères remerciements à Monsieur Sulmont et à Monsieur Guével, maîtres de conférence à l'Université de Nantes, qui m'ont guidé dans mon travail et ont bien voulu faire partie de ce jury.

J'exprime ma plus vive reconnaissance à Monsieur Monnerie, Chef de Groupe de Recherche à l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales qui ne m'a pas ménagé son aimable collaboration et a accepté d'être membre de ce jury.

Que Monsieur Carrière, Directeur Scientifique Central et Monsieur Poisson-Quinton, Coordinateur aéronautique à l'O.N.E.R.A., trouvent ici l'assurance de ma gratitude pour la confiance qu'ils m'ont accordée en me proposant le sujet de cette thèse.

Je remercie enfin Monsieur Scherer et Monsieur Dorey, Chefs de Divisions de Recherches à l'O.N.E.R.A., ainsi que leurs collaborateurs, pour leur amabilité et pour l'aide qu'ils m'ont toujours apportée.

NOTATIONS :

b	demi-envergure de l'aile
l	corde de la pale
S	surface de la pale
λ	allongement $(\lambda = \frac{4b^2}{S})$
V_0	vitesse de l'écoulement à l'infini amont
q_0	pression cinétique de référence $q_0 = \frac{1}{2} \rho V_0^2$
p	pression d'arrêt
p_0	pression à l'infini amont
K_p	coefficient de pression $K_p = \frac{p - p_0}{q_0}$
Q_m	débit massique d'air comprimé
V_j	vitesse d'éjection de l'air soufflé (détente supposée isentropique)
C_z	coefficient de portance (repère lié au vent)
C_{z_1}	" " (repère lié à l'aile)
C_x	coefficient de trainée (repère lié au vent)
C_{x_1}	" " (repère lié à l'aile)
C_μ	coefficient de débit $C_\mu = \frac{Q_m V_j}{q_0 S}$
i_E	incidence de l'aile émettrice
i_R	incidence de l'aile réceptrice
Y	abscisse d'une section de pale
Γ	circulation établie autour d'une section de pale
Γ_T	circulation du tourbillon marginal issu de la pale émettrice
Y_T	position en envergure du tourbillon marginal
Z_T	position en altitude du tourbillon marginal

1 - INTRODUCTION.

Depuis l'adoption vers 1955 de turbines pour entraîner le rotor, l'hélicoptère a pris de plus en plus de place parmi les moyens de transport en zones accidentées et urbaines. En plus de ses excellentes qualités de mobilité aux faibles vitesses, on demande aujourd'hui à cet appareil de bonnes performances en vol d'avancement et un bruit réduit, notamment pendant les manoeuvres de décollage et d'atterrissage. C'est pourquoi les programmes de recherches suivants ont été lancés :

- des recherches analytiques ayant pour but d'améliorer la compréhension du fonctionnement du rotor de l'hélicoptère classique (phénomènes instationnaires, décrochage, compressibilité) et d'effectuer des modifications (formes des pales, profils des sections de pales, vrillage) permettant d'augmenter la vitesse d'avancement et de diminuer le bruit.
- des recherches concernant l'étude de l'écoulement à travers le rotor et devant permettre le calcul complet des hélicoptères classiques, des hélicoptères combinés (voilure tournante pour les faibles vitesses, aile et propulsion classique pour les grandes vitesses) et des hélicoptères convertibles (rotors à axes verticaux pour le décollage et pouvant pivoter de 90° pour le vol d'avancement).

Le sujet de cette thèse "Etude de l'influence d'un tourbillon marginal issu d'une pale d'hélicoptère sur l'écoulement autour de la pale suivante - Etude de différentes formes d'extrémités de pale" entre dans la première série d'études.

Par suite de la rotation des pales, de leur nombre et de l'avancement de l'hélicoptère, les pales se trouvent presque à chaque instant très proches de l'un des tourbillons marginaux déjà largués. La photographie n°1 de la figure 1 montre une visualisation au tunnel hydrodynamique des tourbillons marginaux largués par un rotor tripale dans le cas d'un mouvement de translation caractérisé par le paramètre d'avancement $\mu = \frac{V}{\Omega R} = 0.3$. (réf. 1). On y voit en particulier que le tourbillon issu de la pale n°3 passe à proximité de la pale n°1 et par conséquent influence son comportement.

D'autres visualisations ont été effectuées dans la soufflerie S1 Modane de l'ONERA (réf. 2) et l'une d'entre elles est présentée sur la figure 1 (photographie n°2) pour une configuration semblable à celle adoptée ci-dessus au tunnel hydrodynamique.

D'une manière systématique, la figure 2 présente les positions par rapport à la pale des divers tourbillons rencontrés au cours d'un cycle, pour la même configuration : rotor tripale et paramètre d'avancement $\mu = 0.3$. Pour ce relevé on a admis que les tourbillons s'échappaient de l'extrémité de chaque pale et étaient entraînés vers l'aval et dans le plan du rotor à la même vitesse que l'écoulement général ; cette dernière hypothèse se trouve d'ailleurs confirmée, en première approximation, par des mesures de la vitesse de déplacement des tourbillons effectuées en soufflerie (réf. 1).

Parmi toutes les positions respectives tourbillon-pale, on étudiera deux cas limites se prêtant facilement à l'analyse expérimentale ou à l'analyse théorique : celui où le tourbillon se trouve dans un plan perpendiculaire au bord d'attaque de la pale et celui où le tourbillon est parallèle au bord d'attaque de la pale.

Enfin, dans le but de réduire les effets de cette interaction pale-tourbillon, plusieurs formes d'extrémité de pale ont été réalisées et essayées en soufflerie. Les résultats de ces essais feront l'objet de la troisième partie de cette étude.

I - INFLUENCE D'UN TOURBILLON SUR LES PERFORMANCES D'UNE PALE
CAS D'UN TOURBILLON SITUE DANS UN PLAN PERPENDICULAIRE AU
BORD D'ATTAQUE DE LA PALE.

1.1 - ETUDE EXPERIMENTALE.

L'étude expérimentale a été effectuée dans le soufflerie S1 de l'ONERA à CANNES.

Cette soufflerie du type EIFFEL est à veine circulaire guidée et a les caractéristiques suivantes :

- | | |
|-------------------------------------|---------------------------|
| . diamètre de la veine d'expérience | $\emptyset = 3 \text{ m}$ |
| . longueur de la veine d'expérience | $L = 4,5 \text{ m}$ |
| . vitesse | 10 à 40 m/s |

1.1.1 - Choix de la maquette.

Comme la plupart des pales montées sur les hélicoptères actuels la maquette de la pale a un profil symétrique NACA de 12% d'épaisseur relative (NACA 0012).

Elle est montée à la paroi, ce qui permet d'obtenir un allongement double, et ses dimensions (demi-envergure $b = 1,2 \text{ m}$, corde $\ell = 0,4 \text{ m}$) ont été choisies de manière à obtenir une circulation maximale du même ordre de grandeur que celle rencontrée sur les pales d'hélicoptères. ($\Gamma = 8 \text{ m}^2/\text{s}$ pour une incidence de 14° et une vitesse de l'écoulement de $V_o = 40 \text{ m/s}$ pour la pale en soufflerie et Γ variable de 10 à 30 m^2/s pour la pale réelle.

De plus, la répartition de charge en envergure d'une maquette d'allongement $\lambda = \frac{4b^2}{S} = 6$ représente assez bien celle observée à l'extrémité d'une pale réelle ($\lambda=20$), figure 3 et référence 3.

1.1.2 - Montage (voir figure 4)

La maquette d'étude est montée horizontalement sur un panneau placé verticalement dans la soufflerie.

Cette maquette sur laquelle on va faire agir un tourbillon venant de l'amont est dite réceptrice et sera désignée par l'indice R ; elle est équipée de prises de pression suivant 8 sections en envergure comprenant chacune 20 prises suivant la corde. Une seconde maquette dite pale émettrice (indice : E) de mêmes caractéristiques que la précédente est placée verticalement sur une plaque de garde d'altitude réglable permettant de fixer à l'altitude voulue la position du tourbillon par rapport à la pale réceptrice. La distance entre les deux pales a été fixée à 9 cordes pour obtenir une configuration aussi proche que possible de celle rencontrée en vol réel.

Il faut noter que cette simulation de l'interaction d'une pale et d'un tourbillon reste imparfaite car :

- la vitesse de l'écoulement est constante le long de l'envergure et égale à V_0 .
- l'attaque oblique de la pale n'est pas simulée.
- la configuration réalisée est stationnaire.

1.1.3 - Résultats.

1.1.3.1. - Influence du tourbillon sur les pressions.

La présence du tourbillon modifie l'incidence locale des diverses sections de la pale. Lorsque le tourbillon incident a le même sens que le tourbillon émis par la pale réceptrice (incidence des pales émettrices et réceptrices de même signe) la valeur absolue de l'incidence locale est augmentée par la présence du tourbillon pour les sections comprises entre l'extrémité de pale et la projection du tourbillon sur la pale ; elle est diminuée pour les autres sections.

La figure 5 montre l'évolution des distributions de pression pour 2 sections entourant la projection du tourbillon sur la pale.

L'intégration des distributions de pression suivant la corde permet d'obtenir les charges locales (ou C_z) le long des sections équipées de prises de pression. Ces intégrations ont été effectuées pour une incidence de la pale réceptrice de $i_R = 4,5^\circ$ et sont présentées sur la figure 5.

1.1.3.2. - Influence du tourbillon sur les efforts globaux.

Les efforts globaux sont obtenus soit par intégration des pressions sur toute la pale (intégration des C_z locaux obtenus au paragraphe précédent) soit grâce à la balance de paroi sur laquelle est montée la pale réceptrice.

La figure 6 montre l'influence de la présence du tourbillon sur les efforts globaux : la courbe $C_z = f(i)$ subit une translation correspondant à une diminution d'incidence moyenne de 2° environ pour cette configuration.

La polaire $C_z = f(C_x)$ est déformée et on enregistre une augmentation très sensible du C_x associé à un C_z donné ; par exemple pour $C_z = 0,6$ $\Delta C_x / C_x = + 67\%$.

1.1.3.3. - Influence de la position relative du tourbillon par rapport à la pale.

Les résultats présentés en 1.1.3.1 et 1.1.3.2 sont fonction de la position du tourbillon incident comme le montre la figure 7 qui donne l'évolution du C_z induit en fonction de l'altitude du tourbillon pour deux positions en envergure.

On observe que l'influence de la position en envergure est très sensible ; l'effet étant maximal pour une position du tourbillon voisine de l'extrémité de la pale réceptrice et tendant vers zéro lorsque le tourbillon se déplace vers l'emplanture de la pale.

L'asymétrie observée entre les Z_T positifs et négatifs peut être expliquée par l'existence d'un tourbillon qui, malgré la présence de la plaque de garde, s'échappe du pied de la pale émettrice. Ce tourbillon a une circulation égale et de sens contraire à celle du tourbillon d'extrémité et, en raison de la présence des parois de la soufflerie, son action sur la pale réceptrice est d'autant plus petite qu'il est plus proche de la paroi.

L'existence de ce tourbillon de pied-de-pale a été vérifiée d'une part au moyen de visualisations et d'autre part au cours d'une expérience supplémentaire pendant laquelle la plaque de garde avait été retirée. Pour la même circulation du tourbillon d'extrémité de pale, les efforts mesurés sur la pale réceptrice sont égaux à ceux obtenus lorsque la plaque de garde est montée.

1.1.3.4. - Influence de la circulation du tourbillon incident sur les efforts globaux.

Lorsque, pour des mêmes positions pale-tourbillon, on augmente la circulation des tourbillons incidents en faisant varier l'incidence de la pale émettrice ou la vitesse de l'écoulement V_0 , on constate, figure 8, que le C_z induit sur la pale réceptrice est proportionnel à la circulation des tourbillons qui s'écrit : $\Gamma = \frac{1}{2} C_z^* \ell V_0$

(C_z^* étant la valeur maximale des C_z locaux mesurés le long de l'envergure de la pale).

Les divers résultats qui viennent d'être présentés ont permis d'évaluer l'influence d'un tourbillon sur une pale. Cette influence est assez sensible sur les performances globales des pales et est encore plus importante en ce qui concerne les charges locales ; des différences d'incidence réelle de plusieurs degrés entre les tranches situées de part et d'autre du tourbillon introduisent des contraintes locales qu'il est difficile de négliger.

Une méthode théorique simple a été mise au point et pourra aider à mieux connaître les charges locales s'exerçant sur une pale influencée par un tourbillon.

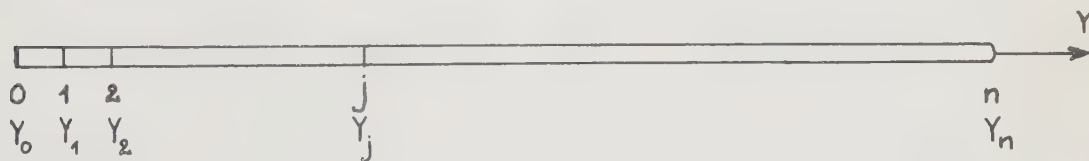
1.2 - ETUDE THEORIQUE

La méthode utilisée est celle de la ligne portante, elle a été mise en oeuvre sur ordinateur dans le cas très général d'une pale vrillée et de forme en plan quelconque placée dans l'une des deux conditions de vol suivantes :

- écoulement uniforme (correspondant à la vitesse d'avancement de l'hélicoptère) avec ou sans interaction d'un tourbillon perpendiculaire à la pale.
- écoulement avec vitesse variable le long de la pale. Dans ce cas, le programme de calcul tient compte de la composition de la vitesse d'avancement de l'hélicoptère et de la vitesse de rotation des pales, de l'angle du plan décrit par les extrémités de pale avec le plan horizontal et d'un battement vertical introduit, en se limitant au premier harmonique, sous la forme $\beta = A_0 + A_1 \cos \psi$.

1.2.1 - Exposé de la méthode

La pale d'envergure R est partagée en n intervalles quelconques définissant les sections $0, 1, 2, \dots, j, \dots, n$ autour desquelles s'établissent les circulations $\Gamma_0, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_j, \dots, \Gamma_n$ avec $\Gamma_0 = \Gamma_n = 0$



Y_j abscisse de la section j
 $Y_0 = 0 \quad Y_n = R$

La circulation Γ_j établie autour de la section j peut être calculée en considérant cette section comme isolée :

$$(1) \quad \Gamma_j = \frac{1}{2} \ell_j v_j i_j \left(\frac{dC_z}{di} \right)_j$$

$\ell_j, v_j, i_j, \left(\frac{dC_z}{di} \right)_j$ étant relatifs à la section j et signifiant :

ℓ_j : corde du profil

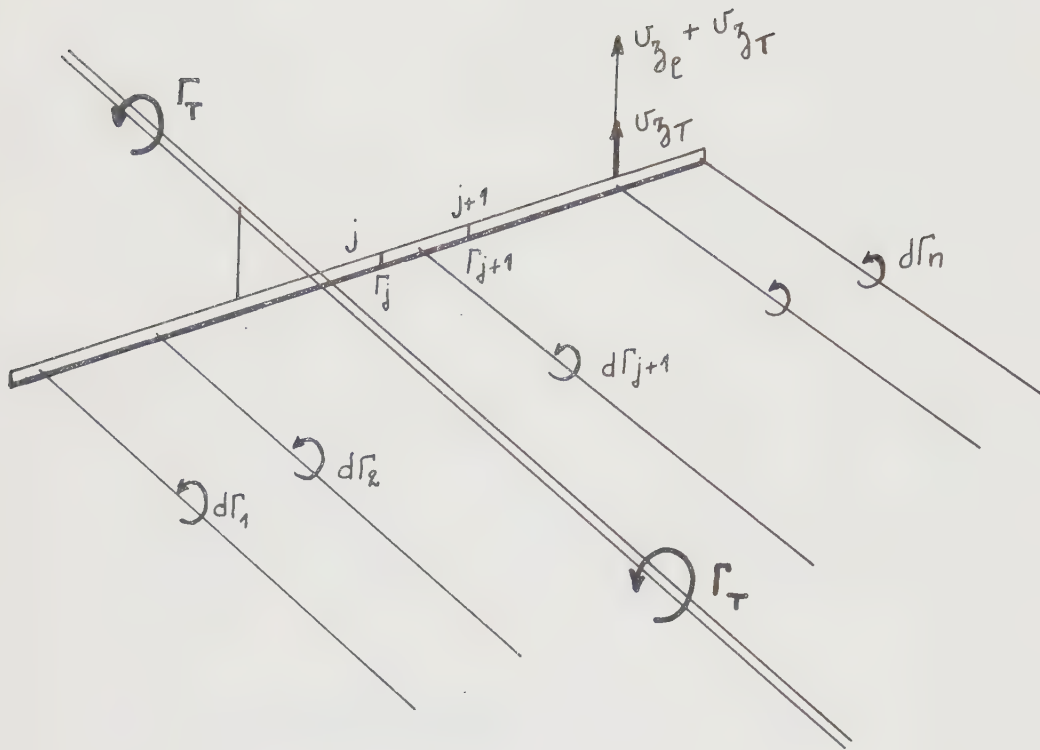
v_j : vitesse d'attaque du profil dans le plan perpendiculaire à l'axe de la pale

i_j : incidence effective

$\left(\frac{dC_z}{di} \right)_j$: pente de la tangente à l'origine de la courbe $C_z = f(i)$ pour le profil correspondant et pour les faibles vitesses.

La schématisation de la surface de discontinuité des vitesses à l'aval du bord de fuite de la pale, due à Prandtl permet d'introduire les tourbillons libres $d\Gamma_{j+1}$, d'axe parallèle à la direction de l'écoulement général et s'échappant de la portion de bord de fuite comprise entre les sections j et $j + 1$. La valeur de la circulation de ces tourbillons libres, s'écrit :

$$d\Gamma_{j+1} = \Gamma_j - \Gamma_{j+1}$$

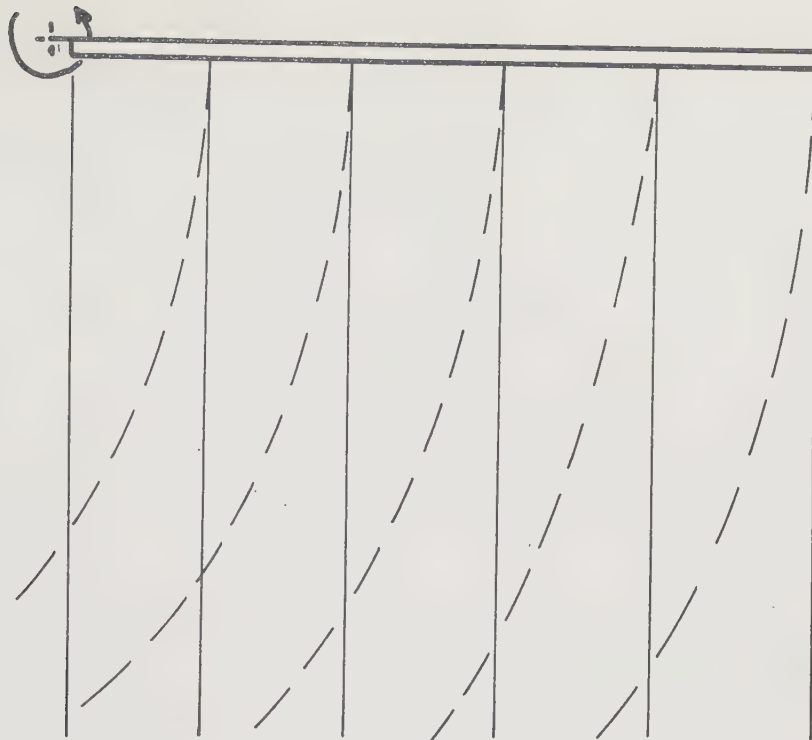


Il faut noter que dans le cas où la vitesse est variable le long de l'envergure de la pale, la solution obtenue demande une approximation supplémentaire car on a admis que les tourbillons schématisant la surface de discontinuité de vitesse sont rectilignes alors qu'en réalité leur forme est, soit circulaire (vol stationnaire), soit cycloïdale (vol d'avancement).

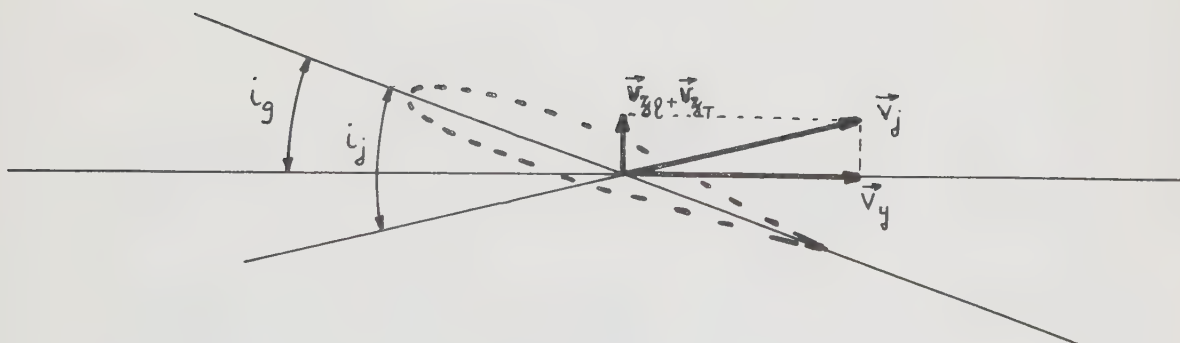
Le schéma ci-après correspond à la configuration :

paramètre d'avancement $\mu = 0.3$

azimuth $\psi = 90^\circ$



Calcul de i_j



Les tourbillons libres $d\Gamma_j$ et le tourbillon Γ_T issu de la pale précédente induisent au droit de la section j les vitesses verticales $\vec{v}_{ze}$ et $\vec{v}_{zT}$ qui modifient l'incidence du profil et la vitesse relative de l'air par rapport au profil.

On a :

$$i_j = i_g + \text{Arctg} \frac{|\vec{v}_{ze} + \vec{v}_{zT}|}{|\vec{v}_y|}$$

Pour des valeurs de $|\vec{v}_{ze}|$ et $|\vec{v}_{zT}|$ petites par rapport

à $|\vec{V}_y|$ et en prenant les valeurs algébriques u_{y_e} et u_{y_T} des vecteurs vitesses, positifs vers le haut, l'équation ci-dessus devient :

$$i_j = i_g + \frac{u_{y_e} + u_{y_T}}{|\vec{V}_y|}$$

ou encore avec $|\vec{V}_y| \simeq |\vec{V}_d|$:

$$i_j = i_g + \frac{u_{y_e} + u_{y_T}}{|\vec{V}_d|}$$

On déterminera successivement les expressions de : u_{y_e} , u_{y_T} et i_g .

Calcul de u_{y_e}

La somme des vitesses verticales induites par les tourbillons libres s'écrit :

$$u_{y_e} = \frac{-1}{4\pi} \int_{Y_0}^{Y_n} \frac{(d\Gamma/dY)}{Y - Y_j} \quad Y \text{ étant l'abscisse}$$

du point courant sur la pale.

Suivant la méthode utilisée par SIMONS référence 4, cette intégrale est remplacée par une somme correspondant à un nombre fini de tourbillons, $\Delta\Gamma_i$ s'échappant du milieu des sections Y_i , $Y_i + 1$ avec $\Delta\Gamma_{i+i} = \Gamma_i - \Gamma_{i+1}$

$$u_{y_e} = \frac{-1}{4\pi} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\Gamma_i - \Gamma_{i+1}}{\frac{Y_i + Y_{i+1}}{2} - Y_j}$$

En décomposant cette expression en deux sommes et supprimant les termes Γ_0 et Γ_n qui sont nuls on a :

$$u_{y_e} = \frac{-1}{4\pi} \left(\sum_{i=1}^{n-1} \frac{\Gamma_i}{\frac{Y_i + Y_{i+1}}{2} - Y_j} - \sum_{i=0}^{n-2} \frac{\Gamma_{i+1}}{\frac{Y_i + Y_{i+1}}{2} - Y_j} \right)$$

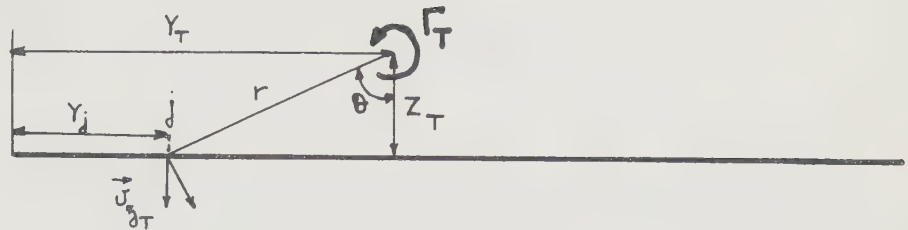
ce qui s'écrit :

$$u_{y_e} = \frac{-1}{4\pi} \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{\Gamma_i}{\frac{Y_i + Y_{i+1}}{2} - Y_j} - \frac{\Gamma_i}{\frac{Y_{i-1} + Y_i}{2} - Y_j} \right)$$

ou encore

$$u_{y_e} = \frac{-1}{4\pi} \sum_{i=1}^{n-1} 2\Gamma_i \frac{Y_{i-1} - Y_{i+1}}{(Y_i + Y_{i+1} - 2Y_j)(Y_{i-1} + Y_i - 2Y_j)}$$

Calcul de U_{jT}



La valeur algébrique de la vitesse verticale U_{jT} induite au droit de la section j par le tourbillon incident Γ_T placé en Y_T , Z_T , est égale à :

$$U_{jT} = \frac{-\Gamma_T}{2\pi r} \sin \theta = \frac{-\Gamma_T}{2\pi r} \frac{Y_T - Y_j}{r} = -\frac{\Gamma_T}{2\pi} \frac{Y_T - Y_j}{(Y_T - Y_j)^2 + Z_T^2}$$

Ecriture de i_g

$i_g = i$ (angle de calage de la pale) + di (vrillage de la pale)

En remplaçant maintenant i_j par sa valeur dans l'expression 1 on obtient :

$$\Gamma_j = \frac{1}{2} \rho_j V_j \left(\frac{dC_z}{di} \right)_j \left(\frac{-1}{4\pi V_j} \sum_{i=1}^{n-1} \frac{2\Gamma_i (Y_{i-1} - Y_{i+1})}{(Y_i + Y_{i+1} - 2Y_j)(Y_{i-1} + Y_i - 2Y_j)} + \frac{\Gamma_T (Y_j - Y_T)}{(Y_T - Y_j)^2 + Z_T^2} + i_g \right)$$

ou encore

$$\frac{4\pi \Gamma_j}{\rho_j \left(\frac{dC_z}{di} \right)_j} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\Gamma_i (Y_{i-1} - Y_{i+1})}{(Y_i + Y_{i+1} - 2Y_j)(Y_{i-1} + Y_i - 2Y_j)} = 2\pi i_g V_j + \frac{\Gamma_T (Y_j - Y_T)}{(Y_T - Y_j)^2 + Z_T^2}$$

Cette égalité peut être écrite pour toutes les sections, j variant de 1 à $n-1$; le système de $n-1$ équations linéaires à $n-1$ inconnues (les Γ_j) obtenu s'écrit sous la forme matricielle :

$$\begin{vmatrix} A \\ (n-1) \times (n-1) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Gamma \\ (n-1) \times 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} B \\ (n-1) \times 1 \end{vmatrix}$$

Avec $A_{j,i} = \frac{Y_{i-1} - Y_{i+1}}{(Y_i + Y_{i+1} - 2Y_j)(Y_{i-1} + Y_i - 2Y_j)} + \frac{4\pi}{\left(\frac{dC_z}{di} \right)_j \rho_j}$

lorsque $i = j$

$$A_{j,i} = \frac{Y_{i-1} - Y_{i+1}}{(Y_i + Y_{i+1} - 2 Y_j)(Y_{i-1} + Y_i - 2 Y_j)}$$

lorsque $j \neq i$

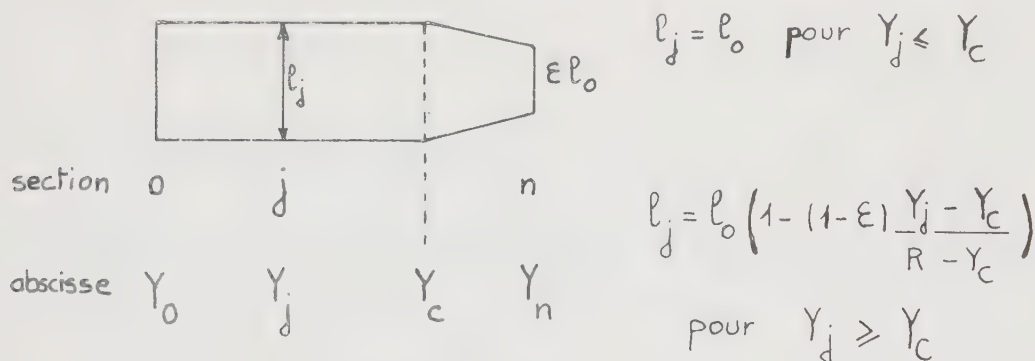
$$\Gamma_j = \Gamma_j$$

$$B_j = 2\pi i_g V_j + \Gamma_j \frac{Y_j - Y_T}{(Y_j - Y_T)^2 - Z_T^2}$$

i et j variant de 1 à n - 1.

Calcul de ℓ_j

A titre d'exemple l'expression de ℓ_j pour une pale à extrémité trapézoïdale s'écrit

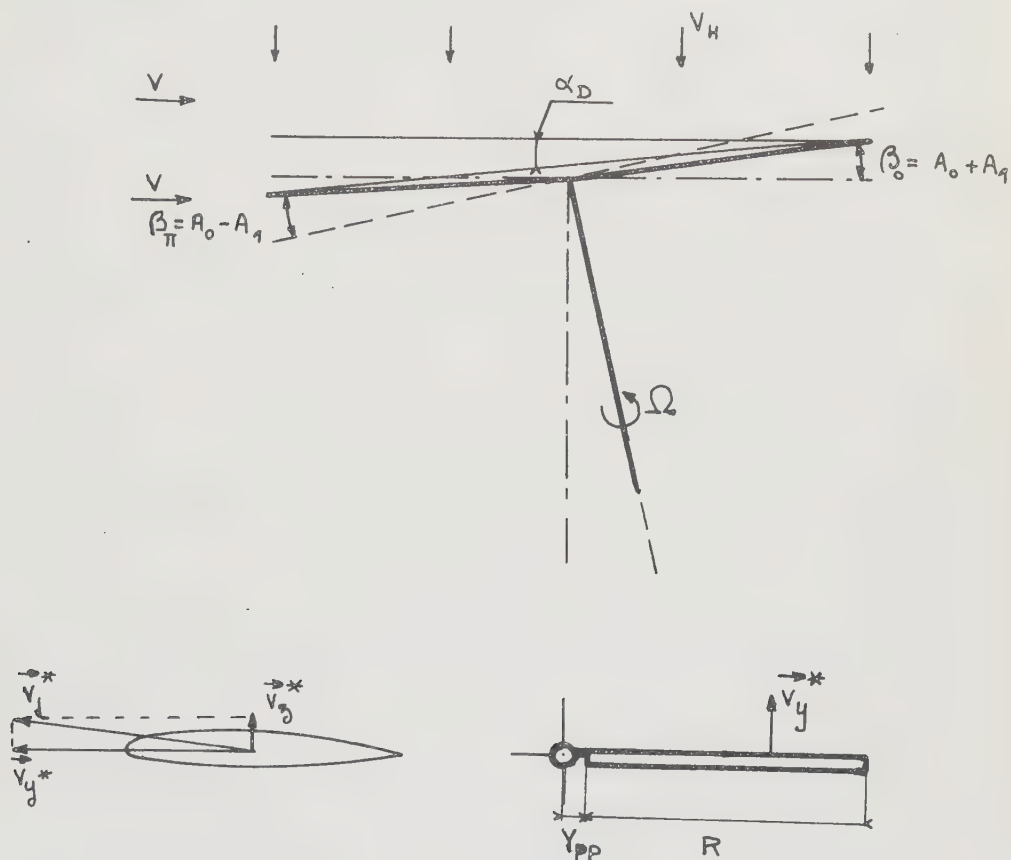


Il reste maintenant à exprimer les termes i_g et V_j dans le cas général envisagé.

Calcul approché de V_j pour le cas d'une pale d'hélicoptère
soient :

- Y_{pp} : abscisse du pied de pale par rapport à l'axe rotor (m)
- Ω : la vitesse angulaire de rotation des pales (rd/s)
- V : la vitesse d'avancement de l'hélicoptère (m/s)
- ψ : azimuth (rd)
- α_d : angle du plan décrit par les extrémités des pales (rd) avec le plan horizontal
- A_0 : angle de conicité (rd)
- A_1 : angle de basculement longitudinal (rd)
- V_H : vitesse induite moyenne (m/s)

Le battement β est pris en compte sous la forme $\beta = A_0 + A_1 \cos \psi$ ce qui est en accord avec les relevés effectués sur le rotor SNIAS (installé dans la soufflerie S1 de l'ONERA à Modane).



Un calcul semblable à celui exposé dans la référence 5 permet d'écrire dans un repère lié à la pale les valeurs algébriques des composantes $\vec{V}_y^*$ et $\vec{V}_z^*$ de la vitesse $\vec{V}_j^*$ de la tranche j .

$$\vec{V}_y^* = V \cos \alpha_D \sin \psi + \Omega (Y_{PP} + Y_j) \cos \beta$$

$$\vec{V}_z^* = V \cos \alpha_D \sin \beta \cos \psi - V \sin \alpha_D \cos \beta + (Y_{PP} + Y_j) \frac{d\beta}{dt} + V_H \cos \beta$$

L'incidence du profil se trouve modifiée par la composition des vitesses $\vec{V}_y^*$ et $\vec{V}_z^*$ et devient :

$$i_g = i_{\text{géométrique (due au calage et au vrillage)}} - \text{Arc tg}(\vec{V}_z^* / \vec{V}_y^*)$$

La vitesse du filet d'air par rapport à la section j de la pale s'écrit alors :

$$V_j = |\vec{V}_j^*| = \sqrt{\vec{V}_y^{*2} + \vec{V}_z^{*2}}$$

Résolution du système

Tous les termes des matrices A et B sont donc définis et les circulations $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_j, \dots, \Gamma_{n-1}$ établies autour des sections 1, 2, $\dots, j, \dots, n-1$ s'obtiennent par multiplication de la matrice B par l'inverse de la matrice A.

Les C_z locaux sont ensuite calculés à partir de la formule

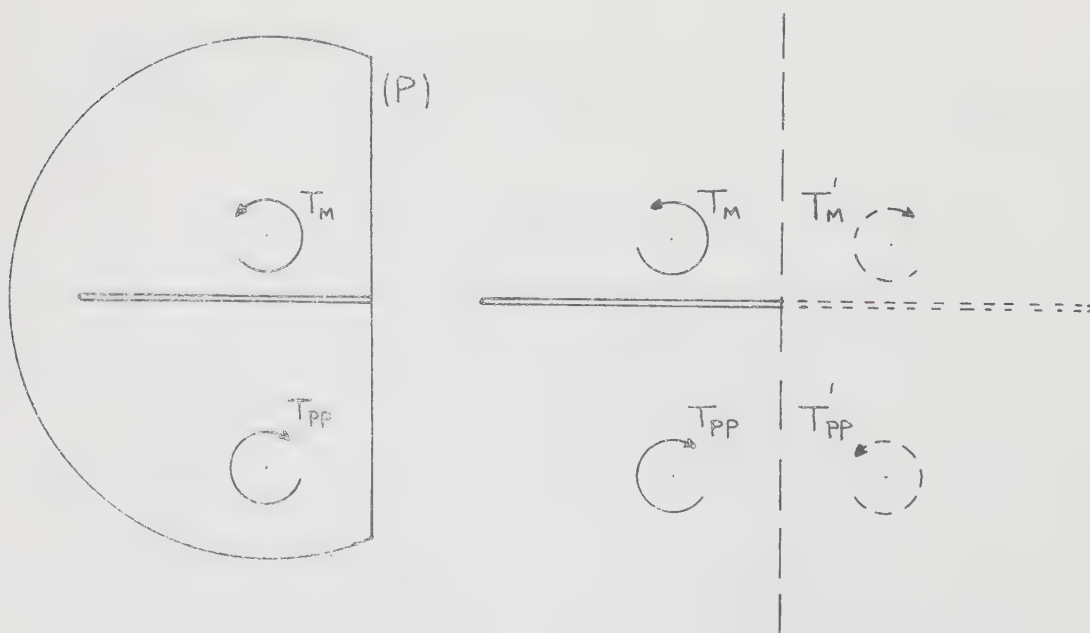
$$C_{zj} = 2\Gamma_j / l_j V_j$$

et l'intégration de ces C_{zj} le long de la pale permet de déterminer le C_z global lorsque l'écoulement est uniforme.

1.2.2 - RESULTATS

L'action des tourbillons incidents T_M et T_{PP} sur les charges appliquées à la pale réceptrice a été déterminée par le calcul dans les deux cas suivants :

- en prenant seulement en compte l'influence du panneau (P) sous la forme d'un plan de symétrie : on effectue donc le calcul ligne portante avec les tourbillons incidents T_M , T_{PP} et leur symétrique T'_M et T'_{PP} par rapport au panneau.
- en évaluant de façon précise l'influence des parois au moyen d'une transformation conforme de la section de veine d'expérience dans laquelle est située la ligne portante (voir en annexe 1 le calcul de ces corrections de parois).



La figure 9 compare les répartitions de charge obtenues par le calcul à celles mesurées expérimentalement pour des incidences de la pale réceptrice de 0° et $8,25^\circ$.

On constate que le calcul représente assez bien l'évolution observée en soufflerie et que la détermination des corrections de parois rapproche les résultats calculés de l'expérience.

L'intégration des charges induites le long de l'envergure permet d'obtenir la portance de la pale en présence du tourbillon et donc le C_z induit. On peut observer figure 10 que les remarques concernant les charges induites en envergure sont encore valables pour la comparaison calcul expérience des C_z globaux induits.

L'action d'un tourbillon sur une pale a d'autre part été calculée au moyen de deux autres méthodes très approchées mais rapides : en assimilant le C_z local au produit de l'incidence, soit par le $\left(\frac{dC_z}{dt}\right)_{\text{local}}$ déduit des expériences, soit par le $\left(\frac{dC_z}{dt}\right)$ théorique de la plaque plane (2π en incompressible) ; l'incidence locale étant obtenue en composant la vitesse induite par les tourbillons incidents et la vitesse de la soufflerie.

Les résultats obtenus par ces deux dernières méthodes sont présentés sur la figure 11 et sont comparés à ceux fournis par la méthode de la ligne portante. Les résultats expérimentaux, également portés sur cette figure, permettent d'apprécier l'action des tourbillons libres, qui a été négligée dans les 2 méthodes approchées.

Cette étude a donc permis d'évaluer expérimentalement l'action d'un tourbillon sur une pale dans le cas où le tourbillon lui est perpendiculaire. Une méthode de calcul a été développée et la comparaison entre les résultats calculés et ceux issus des expériences est satisfaisante.

II - INFLUENCE D'UN TOURBILLON SUR UNE PALE CAS D'UN TOURBILLON PARALLELE A LA PALE

L'analyse du relevé des intersections du plan vertical lié à une pale d'hélicoptère avec les tourbillons issus des autres pales (et avec celui de la pale considérée) montre, figure 2 que, pour la configuration choisie, la durée de l'interaction entre la pale et un tourbillon qui lui est parallèle est très faible, il est donc nécessaire de ne pas négliger les effets instationnaires lors de l'étude de la réponse de la pale pendant l'interaction.

2.1 - ETUDE THEORIQUE

Les théories instationnaires concernant les réponses d'un profil aux perturbations imposées soit au mouvement du profil, soit à l'écoulement, ont été développées à partir de la théorie de Wagner (voir § 2.1.1.2) en particulier, Théodorsen, Sears et Hirsch, références 7, 8, 9 ont adapté cette théorie^a des problèmes instationnaires pouvant être appliqués aux pales d'hélicoptère.

On reprendra ici le même mode d'introduction des phénomènes instationnaires en l'adaptant à l'étude de la réponse d'un profil d'épaisseur non nulle (profil Joukowski) à l'action d'un tourbillon entraîné par un écoulement uniforme.

2.1.1 - Introduction des phénomènes instationnaires

La décomposition en fonction du temps est la suivante :

Soit t_0 l'instant après lequel le tourbillon a une action non négligeable sur le profil.

2.1.1.1. Avancement du tourbillon

Pendant le temps dt le tourbillon se déplace d'une distance d dans la direction de la vitesse $\vec{V}$ induite en son centre par l'écoulement autour du profil : on a alors

$$d = |\vec{V}| dt$$

2.1.1.2. Formation de la traîne tourbillonnaire

D'après la théorie de Wagner on peut introduire à la pointe arrière du profil l'échappement tourbillonnaire de circulation $-\frac{d\Gamma}{dt} dt$ lorsque pendant le temps dt la circulation autour du profil varie de $+\frac{d\Gamma}{dt} dt$.

2.1.1.3. Calcul du C_z induit sur le profil

A l'instant $t_1 = t_0 + dt$ la résultante des forces

aérodynamiques s'exerçant sur le profil est déterminée en ajoutant l'action de l'échappement tourbillonnaire $-\frac{d\Gamma}{dt}$ à

l'action de l'écoulement uniforme et du tourbillon incident.

Pendant toute la durée de l'interaction la réponse du profil est obtenue de la même manière en poursuivant le calcul pas à pas.

2.1.2 - Calcul de l'influence d'un tourbillon sur un profil Joukowski dans le cas stationnaire où le tourbillon est fixe.



le calcul, effectué ici dans le cas d'un tourbillon incident Γ_T , indique la méthode qui sera utilisée à chaque pas du calcul instationnaire.

On emploie la méthode du potentiel complexe et on utilise une transformation du type Joukowski pour passer du plan initial (η) au plan (Z) dans lequel le profil de corde ℓ devient un cercle de rayon 1. La circulation du tourbillon Γ_T se conserve dans la transformation et le potentiel complexe de l'écoulement s'écrit dans le plan (Z) :

$$F(Z) = V \left(Z + \frac{1}{Z} \right) - \frac{i \Gamma_T}{2\pi} \log \left(\frac{(Z - Z_T) Z}{Z - 1/\bar{Z}_T} \right) - \frac{i \Gamma_{KJ}}{2\pi} \log Z$$

V étant la vitesse de l'écoulement dans le plan (Z) calculée à partir de V_0 par l'intermédiaire de la transformation conforme.

Z_T la position du tourbillon Γ_T , dans le plan Z

$1/\bar{Z}_T$ la position du tourbillon $-\Gamma_T$, introduit au point conjugué de Z_T par rapport au cercle pour assurer la condition de tangence autour du cercle.

La condition de Kutta Joukowski est assurée en introduisant le tourbillon Γ_{KJ} au centre du cercle, la valeur de la circulation Γ_{KJ} étant calculée de manière à avoir une vitesse nulle au transformé du bord de fuite du profil.

La résultante des forces aérodynamiques est déterminée ensuite au moyen de la formule de Blasius qui, dans le cas stationnaire, s'écrit :

$$R = R_x - iR_y = -i \int_{\text{profil}} p d\bar{\eta} = \frac{i\rho}{2} \int_{\text{profil}} \left(\frac{dF(\eta)}{d\eta} \right)^2 d\eta$$

ou encore

$$R = \frac{i\rho}{2} \int_{\text{cercle}} \left(\frac{dF(z)}{dz} \right)^2 \frac{dz}{dz} dz$$

2.1.3 - Etude instationnaire

L'introduction des phénomènes instationnaires présentée en 2.1.1. est reprise ici dans le détail avec les mêmes notations que celles du calcul stationnaire précédent.

2.1.3.1 - Avancement du tourbillon

Pendant le temps dt le tourbillon Γ_T s'est déplacé et sa nouvelle position $(z_T)_{t_1}$ dans le plan z à l'instant t_1 est obtenue par la formule :

$$(z_T)_{t_1} = (z_T)_{t_0} + (\bar{w}_{z_T})_{t_0} dt$$

$\bar{w}_{z_T}$ étant le conjugué de la vitesse complexe induite au centre du tourbillon Γ_T .

Le potentiel complexe de l'écoulement s'écrit :

$$F^*(z) = V(z + \frac{1}{z}) - \frac{i\Gamma_T}{2\pi} \log \left(\frac{z(z - (z_T)_{t_0})}{z - 1/(\bar{z}_T)_{t_0}} \right) + \frac{i\Gamma_T}{2\pi} \log(z - (z_T)_{t_0})$$

et on obtient :

$$(z_T)_{t_1} = (z_T)_{t_0} + \left(\text{conjg} \left[\frac{dF^*(z)}{dz} \right] \right) dt$$

2.1.3.2 - Formation de la traîne tourbillonnaire

Soit $(\Gamma)_{t_i}$ la circulation installée autour du profil à l'instant t_i . A l'instant t_0 le tourbillon a une influence négligeable sur le profil et on a :

$$(\Gamma)_{t_0} = 0$$

Soit $d\Gamma_i$ la circulation qui s'échappe du bord de fuite du profil pendant le temps dt après t_0 et qui correspond à la variation de circulation autour du profil entre les instants t_i et t_0 .

A l'instant t_1 cette circulation peut être concentrée en un tourbillon $d\Gamma_1$ placé en z_1 dans le plan (z) et Z_1 dans le plan (Z).

On assure la condition de tangence autour du profil en introduisant le tourbillon $-d\Gamma_1$ placé au point $1/\bar{z}_1$ conjugué de z_1 par rapport au cercle. De cette façon on assure également la conservation de l'intensité tourbillonnaire dans le plan.

Calcul de $d\Gamma_1$

La valeur de $d\Gamma_1$ est déterminée par la condition de Joukowski :

Soit w_1 la vitesse complexe induite au bord de fuite du profil par :

- l'écoulement uniforme autour du profil
- et par les tourbillons $+\Gamma_T$ et $-\Gamma_T$ placés en $(z_T)_{t_1}$ et $1/(\bar{z}_T)_{t_1}$
 $+\Gamma_T$ placé au centre du cercle
 $+d\Gamma_1$ et $-d\Gamma_1$ situés en z_1 et $1/\bar{z}_1$

on a :

$$w_1 = 0 = V \left(1 - \frac{1}{z_{BF}} \right) - \frac{i\Gamma_T}{2\pi} \left(\frac{1}{z_{BF} - (z_T)_{t_1}} - \frac{1}{z_{BF} - 1/(\bar{z}_T)_{t_1}} + \frac{1}{z_{BF}} \right) - \frac{id\Gamma_1}{2\pi} \left(\frac{1}{z_{BF} - z_1} - \frac{1}{z_{BF} - 1/\bar{z}_1} \right)$$

et on obtient :

$$d\Gamma_1 = -2i\pi \left[V \left(1 - \frac{1}{z_{BF}} \right) - \frac{i\Gamma_T}{2\pi} \left(\frac{1}{z_{BF} - (z_T)_{t_1}} - \frac{1}{z_{BF} - 1/(\bar{z}_T)_{t_1}} + \frac{1}{z_{BF}} \right) \right] \times \left(\frac{1}{\frac{1}{z_{BF} - z_1} - \frac{1}{z_{BF} - 1/\bar{z}_1}} \right)$$

$(z_T)_{t_1}$ ayant déjà été calculé, la valeur de la circulation $d\Gamma_1$

pourra être déterminée après avoir choisi la position du premier tourbillon émis.

Pour un profil Joukowski de 15 % d'épaisseur relative, la vitesse au bord de fuite est voisine de V_0 et on peut admettre que le point z_1 est le transformé du point milieu du segment de longueur $d\ell = V_0 d\Gamma$ situé au bord de fuite du profil et dans la direction de l'écoulement uniforme.

A l'instant t_1 l'expression du potentiel complexe de l'écoulement s'écrit alors :

$$F(z) = V \left(z + \frac{1}{z} \right) - \frac{i\Gamma_T}{2\pi} \operatorname{Log} \left(\frac{(z - z_T)z}{z - 1/\bar{z}_T} \right) - \frac{id\Gamma_1}{2\pi} \operatorname{Log} \left(\frac{z - z_1}{z - 1/\bar{z}_1} \right)$$

2.1.3.3 Calcul du C_z induit sur le profil

La formule de Blasius $R = R_x - iR_y = -i \int_{\text{profil}} p d\bar{z}$ permet de déterminer la résultante des forces aérodynamiques s'exerçant sur le profil à l'instant t_1 . En tenant compte des effets instationnaires cette formule s'écrit :

$$R = -i \int_{\text{profil}} p d\bar{z} = \frac{i\rho}{2} \int_{\text{profil}} \left(\frac{d\Phi}{d\bar{z}} \right)^2 d\bar{z} + i\rho \int_{\text{profil}} \frac{d\Phi}{dt} d\bar{z}$$

Φ étant le potentiel des vitesses intervenant dans l'écriture du potentiel complexe de l'écoulement :

$$F(\bar{z}) = F(z) = \Phi + i\psi$$

Enchaînement des calculs

Le calcul de la réponse du profil aux autres instants $t_2, t_3, \dots, t_k, \dots$ est effectué de la même manière en introduisant les échappements tourbillonnaires $d\Gamma_2, d\Gamma_3, \dots, d\Gamma_k$

, .. en z_2 puis $z_3 \dots z_k \dots$ après avoir fait avancer les tourbillons déjà existants c'est-à-dire Γ_T et $d\Gamma_1$ puis $\Gamma_T, d\Gamma_1$ et $d\Gamma_2 \dots$, puis $\Gamma_T, d\Gamma_1, d\Gamma_2, \dots, d\Gamma_k$ etc.

La valeur de l'échappement tourbillonnaire $d\Gamma_k$ introduit

au $k^{\text{ième}}$ pas étant obtenue par la formule

$$d\Gamma_k = -2i\pi \left\{ V \left(1 - \frac{1}{Z_{BF}} \right) - \frac{i\Gamma_T}{2\pi} \left(\frac{1}{Z_{BF} - (Z_T)_k} - \frac{1}{Z_{BF} - 1/(\bar{Z}_T)_k} + \frac{1}{Z_{BF}} \right) \right. \\ \left. + \sum_{j=1}^{k-1} \frac{-id\Gamma_j}{2\pi} \left(\frac{1}{Z_{BF} - (Z_j)_k} - \frac{1}{Z_{BF} - 1/(\bar{Z}_j)_k} \right) \right\} \times \frac{1}{\frac{1}{Z_{BF} - Z_k} - \frac{1}{Z_{BF} - 1/\bar{Z}_k}}$$

Le calcul est poursuivi jusqu'à l'instant t final où le C_z induit n'évolue que très faiblement en fonction du temps.

2.2 - RESULTATS

La réponse en C_z présentée sur la figure 13 est celle d'un profil de corde ℓ et de 15% d'épaisseur relative, influencée par un tourbillon Γ_T placé dans un écoulement uniforme de vitesse V_0 et à une hauteur h de l'axe de portance nulle du profil. Dans ce cas de calcul, on a pris pour ℓ , Γ_T , V_0 , h et pour épaisseur relative les valeurs correspondant à l'un des essais expérimentaux effectués aux Etats Unis (réf. 12 et 13).

La résultante des forces aérodynamiques étant calculée à partir de la formule

$$R = R_x - iR_y = \frac{i\rho}{2} \int_{\text{profil}} \left(\frac{dF}{d\bar{z}} \right) d\bar{z} + i\rho \int_{\text{profil}} \frac{d\Phi}{dt} d\bar{z}$$

on a également porté en traits interrompus sur la figure 13 :

- la contribution en C_z du premier terme : courbe C_{z_s}

- la contribution en C_z du deuxième terme pour lequel on a séparé les actions

- du tourbillon Γ_T : courbe $C_{z_{\Gamma_T}}$

- et de la traîne tourbillonnaire : courbe C_{z_t}

Il faut noter que l'action du terme $i\rho \int_{\text{profil}} \frac{d\Phi}{dt} d\bar{z}$

n'est pas négligeable puisqu'elle se traduit par :

- une avance en temps de la réponse du profil
- une modification sensible de la forme de la réponse.

2.2.1. - Influence de la grandeur du pas de calcul sur la trajectoire du tourbillon et sur le C_z induit

On peut remarquer sur la figure 14 que la trajectoire du tourbillon n'est pas influencée par la grandeur du pas de calcul, cependant, dans le cas où le tourbillon est très proche du bord de fuite du profil, l'action de la traîne tourbillonnaire devient importante et la trajectoire du tourbillon varie légèrement lorsque le pas de calcul est trop grand.

L'influence de la grandeur du pas de calcul est plus sensible sur la réponse en C_z du profil et la valeur absolue de C_z est augmentée pour les pas de calcul les plus grands lorsque le tourbillon se trouve entre le bord d'attaque et le bord de fuite du profil.

Les valeurs des C_z maximum positifs et négatifs ont de plus été portées sur la figure 14 en fonction de la grandeur du pas de calcul correspondant, ce qui permet de s'assurer de la convergence de la méthode.

Dans les résultats de calcul présentés ci-après, on a choisi le pas $dt = \frac{l}{25V_0}$ qui permet d'obtenir une précision suffisante tout en limitant la durée de calcul de l'ordinateur.

2.2.2. - Influence de la position initiale du tourbillon

Pour des positions initiales de 4 et 1 cordes en amont du bord d'attaque du profil, les réponses obtenues sont voisines, on peut voir figure 15 que, lorsque le tourbillon n'a pas encore atteint le profil, le C_z induit est plus important dans le cas où l'action du tourbillon a été prise en compte plus tôt. Au niveau du profil, les écarts entre les deux réponses sont principalement dus à des trajectoires du tourbillon différentes dans les deux calculs.

Compte tenu de ces résultats, toutes les réponses présentées dans la suite de l'exposé ont été obtenues pour une position initiale du tourbillon de 1 corde en amont du bord d'attaque du profil.

2.2.3. - Comparaison des réponses stationnaires et instationnaires

Les C_z calculés au moyen de cette méthode instationnaire sont comparés figure 16 à ceux qu'on obtient en stationnaire par des positions relatives du tourbillon et de

la pale identiques dans les deux calculs.

On peut voir que dans le cas stationnaire les C_z induits sont plus importants et sont même doublés pour le pic de C_z négatif ; de plus, le C_z induit s'annule à un instant t_d postérieur à l'instant t_i correspondant au cas instationnaire avec $t_d - t_i \approx \frac{l}{2v_0}$.

2.3 - ETUDE EXPERIMENTALE

L'étude expérimentale de la réponse d'un profil influencé par un tourbillon peut être envisagée au moyen des méthodes suivantes :

1°) - en mesurant les C_z induits sur l'une des sections d'une pale montée en courant plan dans une soufflerie, le tourbillon étant obtenu par la brusque mise en incidence d'une autre pale courant plan placée à l'amont de la première.

Ce dispositif ne permet cependant pas d'obtenir des résultats directement comparables à ceux fournis par le calcul car, pour créer un tourbillon aussi proche que possible d'un tourbillon théorique, l'incidence de la pale émettrice doit varier très rapidement et des essais ont montré que cette incidence oscillait après avoir atteint la valeur affichée, ce qui provoquait l'émission de plusieurs tourbillons.

2°) - en utilisant une pale montée sur un rotor et influencée par le tourbillon marginal émis par une autre pale placée en incidence à l'amont du rotor.

Ne disposant pas des moyens d'essais nécessaires pour entreprendre cette étude, on comparera ici les réponses du profil obtenues par le calcul à celles mesurées expérimentalement aux Etats-Unis suivant la 2ème méthode décrite ci-dessus bien que les conditions d'expérience soient assez éloignées de celles de l'étude théorique :

- le tourbillon incident est en effet différent de celui pris en compte dans le calcul.
- le profil de la pale est du type NACA et non du type Joukowski.
- le C_z induit est mesuré autour d'une section située à 95% de l'envergure et est donc très influencée par l'écoulement tridimensionnel d'extrémité de pale (réf. 12 et 13).

2.3.1. - Description du dispositif expérimental et exposé des principaux résultats

L'étude expérimentale a été effectuée dans la soufflerie subsonique du département des techniques aérospatiales de l'université de Pennsylvanie.

La veine d'expérience a une section rectangulaire de : 0,76m par 0,91 m (2,5ft x 3 ft) et la vitesse de la soufflerie est de 33,5 m/s (110ft/s).

On peut observer figure 17a que le tourbillon incident est issu d'une aile placée en incidence à la sortie du collecteur (aile émettrice : envergure : 0,46m (18"), corde : 0,15m (6") profil NACA 0015). La circulation du tourbillon incident est mesurée au moyen d'un dispositif composé de 4 ailettes placées à 90° l'une de l'autre et montées sur un axe dont on mesure le nombre de tours par minute (vortex meter). Les résultats d'un sondage effectué à l'intérieur du tourbillon incident sont présentés sur la figure 17b.

La pale interactionnée est montée sur un arbre rotor pouvant atteindre la vitesse de 2000 tours par minute : elle a une envergure de 0,3m (1ft) pour une corde de 0,05m (2") et le profil, identique le long de l'envergure, est du type NACA 0015.

Les mesures de pressions sont effectuées au moyen de 4 capteurs "Kulite" placés à l'extrados et le long de la section située à 95% de l'envergure ; les pressions intrados étant obtenues en changeant le signe de l'incidence de la pale émettrice. Un exemple de relevés de pressions est présenté sur la figure 18a.

L'intégration des pressions suivant la corde permet d'obtenir le C_z induit par le tourbillon sur la section considérée. Les C_z maximaux induits relevés pour plusieurs positions relatives du tourbillon et de la pale sont reportés sur la figure 18b.

2.4 - Comparaison calcul expérience

L'effet du tourbillon étant calculé dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, on évaluera d'abord les corrections qu'il faut apporter pour tenir compte de l'effet tridimensionnel d'extrémité de pale.

Evaluation de l'effet tridimensionnel d'extrémité de pale

La pale étant assimilée à une ligne portante, on schématise l'action du tourbillon à un instant t en introduisant une vitesse verticale $(U_z)_t$ constante le long de la pale. La composition de cette vitesse et de la vitesse de

de rotation de la pale induit une incidence i_g variable le long de l'envergure de la pale.

$$(i_g)_{\text{section } j} = \text{Arctg} \left(\frac{(\sigma_z)_t}{v_{y_j}} \right)$$

Le programme de calcul mis au point dans la première partie de cette thèse permet de calculer le C_x de chaque section et de le comparer au C_x bidimensionnel correspondant.

En reprenant les mêmes notations que celles du paragraphe 1.2.1. on a :

$$\begin{bmatrix} \Gamma \\ (1 \times n-1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A \\ (n-1 \times n-1) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} B \\ (1 \times n-1) \end{bmatrix}$$

avec Γ_j : circulation autour de la section

$$A_{j,i} = \frac{Y_{i-1} - Y_{i+1}}{(Y_i + Y_{i+1} - 2Y_j)(Y_{i-1} + Y_i - 2Y_j)} + k \frac{4\pi}{\left(\frac{dC_x}{di}\right)_j \ell_j}$$

$$k = 1 \text{ pour } i = j$$

$$k = 0 \text{ pour } i \neq j$$

$$B_j = 2\pi i_g v_j$$

En remplaçant i_g par sa valeur dans le terme B_j on obtient :

$$B_j = 2\pi \text{Arctg} \left(\frac{(\sigma_z)_t}{v_{y_j}} \right) v_j$$

pour les faibles incidences $\text{Arctg} \left(\frac{(\sigma_z)_t}{v_{y_j}} \right) \approx \frac{(\sigma_z)_t}{v_{y_j}}$ et $v_{y_j} \approx v_j$

$$B_j = 2\pi (\sigma_z)_t$$

Ce terme B_j est donc identique pour toutes les sections en envergure et l'effet d'extrémité de pale est uniquement fonction des caractéristiques géométriques de la pale.

Dans les conditions de l'expérience et pour une vitesse perturbatrice $(v_a)_t$ de 9,7 m/s, le calcul du C_z de la section située à 95% de l'envergure de la pale donne

$$C_{z_{0.95b}} = 0,48 \quad (\text{vitesse de la section } 60 \text{ m/s})$$

Pour les mêmes conditions, le C_z bidimensionnel étant égal à 1 on corrigera les valeurs des C_z expérimentaux suivant la formule

$$C_z \text{ expérimental corrigé} = 2,1 C_z \text{ mesuré}$$

De plus, pour effectuer ces comparaisons, la courbe expérimentale du C_z et la courbe calculée seront calées de façon à faire coïncider les points de C_z nul.

L'examen des comparaisons entre les réponses calculées et expérimentales présentées figure 19 permet de distinguer deux catégories de résultats suivant que la trajectoire du tourbillon est fortement ou faiblement influencée par la présence du profil.

h étant la hauteur entre le tourbillon et l'axe du profil

1) cas $h = + 0,25 \ell$ et $h = - 0,25 \ell$.

Les réponses calculées représentent assez bien l'évolution du C_z , observée expérimentalement mais les pics de C_z mesurés restent inférieurs aux valeurs calculées.

2) cas $h = 0,1 \ell$

Dans ce cas la trajectoire du tourbillon est sensiblement influencée par la présence du profil et l'action du terme

$$i\rho \int_{\text{profil}} \frac{d\phi}{dt} d\vec{r}_0 \quad \text{pour le tourbillon } \Gamma_T$$

étant fonction des positions successives du tourbillon on obtient des pics de C_z très importants ; ainsi, pour une valeur de h nulle la trajectoire du tourbillon est encore plus influencée par le profil et le terme précédent induit un C_z de 1, ce qui est très éloigné du cas expérimental. On s'aperçoit donc que la schématisation adoptée pour recouper les résultats expérimentaux n'est valable que pour des valeurs de h supérieures ou égales à un quart de la corde.

On peut cependant espérer un meilleur accord entre le calcul et l'expérience en remplaçant le tourbillon marginal incident par l'ensemble des tourbillons libres qui s'échappent du bord de fuite de l'aile émettrice et que l'on

détermine au moyen de la méthode de la ligne portante.

Les réponses d'un profil influencé par un tourbillon ont, de plus, été calculées dans des conditions proches de celles du vol : corde : $\ell = 0,5\text{m}$, circulation du tourbillon $\Gamma = 30\text{m}^2/\text{s}$, vitesse de translation : $v = 67\text{ m/s}$, paramètre d'avancement : $\mu = 0,3$ et pour les cas d'interaction pale-tourbillon relevés aux azimuts : $\psi = 45^\circ$ pour une section située aux trois quarts de l'envergure : vitesse de la section : $V_0 = 215\text{ m/s}$ et $\psi = 270^\circ$ pour une section située à mi-envergure et ayant une vitesse $V_0 = 45\text{ m/s}$.

On notera que les valeurs des C_z induits présentées figure 20 sont beaucoup plus faibles pour le cas $V_0 = 215\text{ m/s}$ mais que les forces mises en jeu sont importantes.

2.5 - AUTRE METHODE DE CALCUL

Rudhman ayant déjà élaboré une méthode de calcul permettant de recouper les essais expérimentaux effectués par Surendraiah (réf. 14) on a résumé, ci-après, la méthode employée et comparé les résultats obtenus à ceux présentés au paragraphe précédent.

Dans les deux méthodes le calcul est effectué en supposant l'écoulement bidimensionnel, le fluide parfait et en assurant la condition de Kutta Joukowski.

L'introduction de la traîne tourbillonnaire est semblable dans les deux cas mais Rudhman positionne le tourbillon représentant la circulation échappée pendant le temps dt à l'extrémité du segment $d\ell = V_0 dt$. Par rapport à la méthode précédente, les tourbillons de la traîne sont donc tous décalés vers l'aval, de $d\ell_e = \frac{V_0}{2} dt$.

En faisant l'hypothèse que le profil est mince, Rudhman le remplace par une distribution de tourbillons placés suivant son squelette et détermine leur circulation de manière à ce que la vitesse induite par : l'écoulement uniforme, la distribution de tourbillons, la traîne tourbillonnaire et le tourbillon Γ_T soit, en tout point du squelette, tangente à celui-ci.

De plus, la correction introduite pour tenir compte de l'effet tridimensionnel d'extrémité de pale, est différente de celle calculée ci-dessus. Rudhman détermine la valeur du coefficient correctif en utilisant une théorie des hélices et en introduisant une déflexion générale de l'écoulement à travers le rotor alors que le montage expérimental ne comporte qu'une seule pale à l'incidence nulle : la correction d'extrémité de pale obtenue s'écrit :

$$C_z \text{ expérimental} = 2,5 C_z \text{ mesuré à 95\% de l'envergure corrigé}$$

Une comparaison des réponses obtenues au moyen des deux méthodes de calcul est présentée sur la figure 21.

Les écarts observés :

1°) - lorsque le tourbillon est en amont du profil,

2°) - lorsqu'il est au niveau du profil,

peuvent être expliqués par des positions initiales du tourbillon différentes dans les deux calculs et par l'emploi de la méthode des profils minces qui est moins satisfaisante lorsque le tourbillon est proche du profil.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les deux réponses calculées montre que l'accord est meilleur lorsque l'on emploie la méthode présentée dans cette thèse.

La méthode mise au point permet donc de connaître la réponse d'un profil influencé par un tourbillon marginal lorsque la hauteur h entre l'axe du profil et le tourbillon est supérieure au quart de la corde de la pale, ce qui permet de l'utiliser dans la plupart des cas d'interaction se produisant pour un hélicoptère en vol d'avancement. Pour des valeurs de h inférieures, l'allure de la réponse peut être déterminée par le calcul mais les pics de C_z sont surévalués.

Le programme de calcul mis au point pourrait, de plus, être transformé afin de traiter d'autres problèmes instationnaires tel que le calcul de l'action d'une rafale schématisée par une distribution de tourbillons, sur une aile portante.

III - ETUDE DE DIFFERENTES FORMES D'EXTREMITE DE PALE

Dans le cas d'un hélicoptère en vol de translation, chaque pale se trouve à tout instant influencée par les tourbillons marginaux issus des autres pales. Suivant l'azimut cette interaction est soit progressive et intervient sur un secteur de plusieurs dizaines de degrés d'azimut, soit très rapide dans le cas où le tourbillon largué est parallèle à l'envergure de la pale.

Dans l'impossibilité de supprimer cette interaction entre la pale et le tourbillon, on a tenté de la réduire en cherchant à diluer le tourbillon.

Afin d'agir sur l'enroulement du tourbillon, plusieurs formes en plan d'extrémités de pale ont été étudiées et ont fait l'objet d'études comparatives en soufflerie :

- 1°) - Pales montées à la paroi. Etude des performances
- 2°) - Pales montées en position émettrice. Essais d'interaction
- 3°) - Mesures des vitesses dans les tourbillons marginaux issus des diverses pales.

La figure 22 présente les différentes formes d'extrémité de pales qui ont été essayées.

3.1 - INFLUENCE DE LA FORME EN PLAN DE L'EXTREMITE DE PALE SUR LES PERFORMANCES DE LA PALE.

Le but des modifications de la forme en plan étant de désorganiser le tourbillon marginal, il importait de vérifier que les performances de ces pales restaient acceptables.

Chaque pale étant montée à la paroi, des mesures de charges globales ont été effectuées et ont montré figure 23 et 24 que, rapportées à la surface réelle de la pale, les performances étaient identiques quelle que soit la forme en plan pour les incidences inférieures à 10° . Au delà de 10° les courbes $C_x = f(i)$ divergent légèrement et les C_x maximums présentent des différences notables pouvant atteindre 13% lorsque l'on compare les pales trapézoïdales ($C_{x_{\max}} = 1,18$) et à bord de fuite parabolique ($C_{x_{\max}} = 1,04$).

Pale à saumon soufflé

Afin de modifier radicalement l'organisation du tourbillon marginal, une pale munie d'un saumon soufflé a été réalisée. L'air comprimé arrive par le longeron de la pale, traverse un filtre puis une grille d'aube profilée et débouche tangentiellement à la paroi du saumon par une fente à parois curvilignes orientée vers le bas. Cette pale est schématisée sur la figure 25 où sont également présentés les résultats des mesures de pression d'arrêt P_f effectuées à la sortie de la fente de soufflage, la sonde étant orientée dans la direction du jet.

La figure 26 présente l'influence du débit de quantité de mouvement $C_\mu = \frac{Q_m V_j}{Q_0 S}$ sur les performances globales de la pale

montée à la paroi. Le coefficient de portance augmente avec le débit d'air soufflé et, du fait de l'orientation du jet, on

recupère une poussée. Le rendement présenté sous la forme

$\sqrt{\frac{\Delta C_z^2 + \Delta C_x^2}{C_\mu}}$ et calculé pour plusieurs incidences est supérieur à 1.

Il faut, de plus, noter que le soufflage supprime totalement les survitesses qui, sur une pale classique, sont induites par le tourbillon marginal à l'extrados de la pale. (Ces survitesses peuvent être néfastes en extrémité de pale avançante lorsqu'on atteint des vitesses proches de celle du son.).

3.2 - ETUDE DE L'ACTION DES TOURBILLONS ISSUS DES DIFFERENTES EXTREMITES DE LA PALE SUR UNE PALE PLACEE A L'AVANT.

Le montage des pales émettrice et réceptrice est identique à celui utilisé au paragraphe 1.1.2 .

3.2.1 - Influence sur les efforts globaux

Pour toutes les formes d'extrémité de pale essayées les variations des efforts globaux sur la pale réceptrice sont identiques lorsque les tourbillons incidents occupent la même position par rapport à la pale réceptrice ; c'est ce que l'on constate par exemple pour les C_z dont les variations sont portées sur la figure 27.

Les actions des tourbillons issus des pales B.F.P. et a extrémité soufflée ne sont pas portées sur cette figure car les tourbillons occupaient, au niveau de la pale réceptrice, des positions trop éloignées de celles des tourbillons relatifs aux pales "R+S", "A", "B", et "T". Le montage expérimental a tout de même été modifié pour pouvoir comparer l'action des tourbillons issus des pales "R+S" et "BFP". On voit figure 28 que cette action est encore identique pour les deux pales.

3.2.2 - Influence sur les efforts locaux

Lorsque le tourbillon incident est proche de la pale réceptrice, la mesure des pressions a révélé des différences assez importantes suivant le type de la pale montée en position émettrice figure 29. Toutefois, les pressions mesurées sont extrêmement sensibles à la distance entre le tourbillon et la section le long de laquelle on mesure la pression ; les comparaisons ne sont donc significatives que pour des positions des tourbillons rigoureusement identiques, ce qui n'est pas tout à fait le cas pour les résultats présentés sur la figure 29.

La comparaison a été limitée aux cas des pales "R+S", "A", "B", et "T" pour les mêmes raisons que celles mentionnées au paragraphe précédent.

3.3 - MESURES DES VITESSES DANS LES TOURBILLONS MARGINAUX

3.3.1 - Méthode utilisée

Les mesures de vitesse ont été faites au moyen d'une antenne anémoclinométrique GRUSON ayant un diamètre de 8mm suffisamment petit par rapport aux dimensions des pales (demi-envergure $b = 1,2m$). Cette sonde est représentée schématiquement sur la figure 30.

Grâce à un étalonnage préalable, on déduit le module et l'orientation du vecteur vitesse de la mesure des trois différences de pression.

$$\Delta P_x = P_1 - P_2 \quad \Delta P_y = P_3 - P_4 \quad \Delta P_z = P_5 - P_6$$

Les sondages ont été effectués suivant des lignes horizontales et verticales perpendiculaires à l'axe du tourbillon. Dans ces conditions l'une ou l'autre des différences ΔP_y et ΔP_z est nulle pour un tourbillon parfait ce qui s'est révélé pratiquement exact pour la plupart des pales et pour des plans de sondage suffisamment éloignés du bord de fuite des pales (dans le cas présent, les plans de sondage étaient situés à 6 et 9 cordes à l'aval de la pale émettrice).

Cette méthode a donc très sensiblement facilité le dépouillement des mesures.

3.3.2 - Résultats des mesures

Les composantes de la vitesse circonférencielle mesurées dans les tourbillons issus des pales "R+S", "T", "BFP" et à extrémité soufflée sont présentées sur la figure 31.

On constate que les vitesses sont :

- un peu diminuées dans le cas de la pale trapézoïdale
- considérablement réduites pour les pales à bord de fuite parabolique et à extrémité soufflée.

On notera également que le noyau du tourbillon (zone où la vitesse mesurée est proportionnelle à la distance au centre du tourbillon) est très étendu dans le cas de la pale à extrémité soufflée.

Des mesures complémentaires ont été effectuées dans le tourbillon issu de la pale à bord de fuite parabolique car des anomalies avaient été observées dans les sondages suivant les deux directions perpendiculaires à l'axe du tourbillon.

Ces mesures sont présentées figure 32 et donnent une meilleure représentation des vitesses dans la zone tourbillonnaire ; on peut y voir deux points de vitesse nulle et une orientation des vecteurs vitesse semblable à celle qui serait obtenue pour deux tourbillons de même sens et d'intensité différente.

Ces résultats sont à rapprocher des visualisations faites au tunnel hydrodynamique de l'ONERA (réf.15) où deux et même trois tourbillons de même sens ont été observés sur une pale identique mais de dimensions plus réduites (fig.33).

Cependant, cet échappement de la circulation en un deuxième ou un troisième tourbillon disparaît lorsque la pale est placée, comme vol réel, en dérapage. On a donc cherché, pour diluer la zone tourbillonnaire, à fixer le deuxième tourbillon à une troncature pratiquée à l'extrémité du bord de fuite de la pale, voir figure 34. Des visualisations au tunnel hydrodynamique (réf. 16) ont été effectuées et ont permis d'ajuster les paramètres ℓ^* et b^* de manière à obtenir deux échappements tourbillonnaires de même circulation et séparés d'une distance telle qu'ils forment la plus grande zone tourbillonnaire possible. On notera que cet ajustement de ℓ^* et b^* est fonction de la circulation totale qui doit s'échapper, donc de l'incidence de la pale et de la vitesse de l'écoulement.

Cette pale n'a pas encore été essayée en soufflerie mais certains auteurs américains (réf.17) signalent qu'une pale de forme en plan semblable fait actuellement l'objet d'un programme d'étude dont les premiers résultats sont encourageants. En particulier, des visualisations par strioscopie des tourbillons marginaux issus des pales d'un rotor dont la vitesse en extrémité de pale atteignait Mach 0.7 ont montré que le sillage tourbillonnaire est très réduit lorsque l'extrémité de pale est à bord de fuite tronqué (réf.18).

La comparaison des mesures de vitesse effectuées dans les tourbillons issus des différentes pales montre l'intérêt que présentent les pales "BFP", à bord de fuite tronqué ou à extrémité soufflée pour les problèmes de bruit d'interaction ; celui-ci peut, en effet, être relié au terme $\Delta C_z / \Delta t$ dans lequel ΔC_z représente la variation de charge induite par le tourbillon sur l'unité de pale et Δt la durée en temps correspondant à la variation de C_z (réf.12).

La réduction des vitesses maximales dans les tourbillons doit permettre de réduire le C_z induit sur une pale, principalement lorsque l'axe du tourbillon est parallèle à son bord d'attaque. Cette réduction de bruit a d'ailleurs été observée aux Etats-Unis sur un rotor muni de pales à extrémité trapézoïdale (fig. 35), (réf. 19 et 20).

3.3.3 - EXPLOITATION DES MESURES

Ces mesures de vitesse dans les tourbillons ont été exploitées en terme de circulation dans le cas où le champ de vitesse était proche d'un champ de révolution autour de l'axe du tourbillon. (Pale "R+S" et "T" pour lesquelles les courbes de vitesses transversales mesurées sur yTy et yTy sont à peu près symétriques par rapport à l'origine et identiques entre elles).

Dans ces conditions, la circulation $\Gamma(r)$ de la vitesse le long d'un cercle de rayon r ayant pour axe le tourbillon s'écrit :

$$\Gamma(r) = 2\pi r \cdot \frac{1}{4} (U_{y+} + U_{y-} + \sigma_{y+} + \sigma_{y-})$$

Afin de regrouper les résultats correspondant à plusieurs vitesses et à plusieurs incidences de la pale émettrice on a rapporté la circulation $\Gamma(r)$ au maximum de la circulation mesurée le long de l'envergure de la pale émettrice. Dans le cas présent le maximum correspond à la section d'emplanture.

$$\Gamma_{\max} = \frac{1}{2} C_{x_{\text{emplanture}}} \times V_0 \times l$$

Ce regroupement a été effectué en faisant l'hypothèse que le tourbillon marginal provenait de l'enroulement des tourbillons élémentaires imaginés par Prandtl et dont la somme des circulations est $\Gamma_{\max}$. Le regroupement ainsi effectué et présenté figure 36 est tout à fait satisfaisant compte tenu de la précision que l'on peut attendre des mesures de clinométrie dans un tourbillon.

Les courbes $\Gamma = f(r/l)$ correspondant aux pales "R+S" et "T" sont comparées sur la figure 37 où on a également porté quelques points de mesure relatifs aux pales à extrémité soufflée et à bord de fuite parabolique.

Le champ de vitesse dans le tourbillon marginal issu de ces deux dernières pales n'étant pas totalement de révolution, la comparaison doit être faite avec précaution : le tourbillon apparaît tout de même plus dilué dans le cas des pales à bord de fuite parabolique et à extrémité soufflée que dans celui des pales "R+S" et "T".

3.4 - CALCUL SIMPLIFIÉ DE L'ENROULEMENT DU TOURBILLON MARGINAL

Après avoir exploité les mesures de vitesse en terme de circulation on a tenté de retrouver ces résultats en employant une méthode théorique simple proposée dès 1935 par WESTAWTER (réf. 21).

Le programme mis au point pour le calcul de l'interaction nous permet de calculer la répartition de circulation en envergure pour une aile de forme en plan quelconque.

A partir de cette représentation de la nappe tourbillonnaire qui s'échappe de l'aile sous forme de tourbillons discrets on peut calculer pour chaque tourbillon la vitesse induite en son centre par l'ensemble des autres, et en intégrant pendant le temps dt , on obtient le déplacement du tourbillon considéré sous l'action de tous les autres.

En agissant de la même manière pour tous les tourbillons on détermine la nouvelle forme de la nappe tourbillonnaire qui correspond à une abscisse augmentée de $V_0 dt$.

Cette méthode qui néglige les effets longitudinaux des tourbillons donne toutefois des résultats satisfaisants, comme on peut le remarquer sur la figure 38 où l'on peut suivre l'évolution des sections de la nappe tourbillonnaire issue de la pale à extrémité trapézoïdale.

Pour chaque section on peut déterminer approximativement la trace de l'axe du tourbillon (Y_T, Z_T) et, à partir de là, obtenir la répartition de circulation dans le tourbillon :

$$\Gamma(r) = \sum_j \Gamma_j \quad \text{pour tous les } j \text{ tels que}$$
$$(Y_j - Y_T)^2 + (Z_j - Z_T)^2 < r^2$$

Les courbes obtenues par ^{le} calcul pour des distances de 4,7 et 8,5 cordes du bord de fuite sont comparées figure 39 aux résultats des mesures.

On constate que les courbes $\Gamma(r)$ évoluent très peu en fonction de l'abscisse aussi bien pour le calcul que pour l'expérience et l'accord calcul expérience est correct compte tenu de la schématisation simplifiée adoptée.

CONCLUSION

L'action d'un tourbillon sur une pale a été évaluée expérimentalement dans le cas où le tourbillon se trouve dans un plan perpendiculaire au bord d'attaque et une méthode de calcul utilisant la théorie de la ligne portant a permis de retrouver les résultats expérimentaux.

L'étude théorique de la réponse en C_z d'une pale influencée par un tourbillon d'axe parallèle à son bord d'attaque a été traitée dans le cas bidimensionnel et instationnaire d'un tourbillon agissant sur un profil.

Une comparaison qualitative a pu être effectuée entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux obtenus à l'université de Pennsylvanie ; cette comparaison a montré que l'allure de la courbe des C_z mesurés était bien prévue par le calcul et que les valeurs des C_z expérimentaux étaient proches des valeurs calculées lorsque la hauteur entre le tourbillon et l'axe du profil était égale ou supérieure au quart de la corde.

Enfin, l'étude expérimentale des diverses formes en plan d'extrémité de pale a montré que, suivant la forme utilisée, les efforts globaux induits sur la pale réceptrice étaient identiques, les charges locales induites doivent cependant être différentes lorsque le tourbillon est proche de la pale

car le champ de vitesse dans les tourbillons marginaux émis est très influencé par la forme en plan de la pale émettrice. Les recherches doivent donc être orientées vers la définition et l'expérimentation sur hélicoptère d'extrémités de pales à bord de fuite tronqué ou comportant un soufflage à partir du saumon, ces pales devant avoir une action bénéfique sur les forces instationnaires induites par un tourbillon marginal, sur une pale et donc sur le bruit d'interaction pale-tourbillon.

- R E F E R E N C E S -

- [1] - H. WERLE et C. ARMAND -
"Mesures et visualisations instationnaires sur les rotors".
Colloque A.F.I.T.A.E. Toulouse, Novembre 1969.
- [2] - M. LECARME et C. ARMAND -
"Essais de rotors d'hélicoptère dans la grande soufflerie de Modane".
l'Aéronautique et l'Astronautique, n°25, (1971-1), p. 17-25.
- [3] - M. PINOTEAU -
"Etude des bouts de pale d'hélicoptère en soufflerie ; influence de
l'allongement effectif des maquettes sur les caractéristiques de
portance théorique".
Document intérieur à l'ONERA - Procès-verbal de calcul n°10/1369 AN
Novembre 1968.
- [4] - A. SIMONS -
"Some Aspects of blade vortex interaction on helicopter rotors in
forward flight".
Journal of Sound and Vibration, Vol. 4, number 3, (1966).
- [5] - A.R.S. BRAMWELL, E. WILDE et J.B.B. JOHNSTON -
"Comparison of théorial and experimental determination of helicopter
rotor characteristics with particular reference to high blade incidence
conditions".
RAE, TR n° 66139.
- [6] - S. SCHNEIDER -
"Corrections dûes à la présence des parois dans une soufflerie circu-
laire munie d'un plancher".
Document intérieur à l'ONERA, Note Technique n° 85/1464 GN.
- [7] - T. THEODORSEN -
"General theory of aerodynamic instability and the mecanism of
flutter".
NACA, TR 496, (1940), Traduction ONERA n° 291.
- [8] - W.R. SEARS -
"Some aspects of non stationary airfoil theory and its practical
application".
Journal of Aeronautical Sciences, (1941).
- [9] - R. HIRSCH et G. CHEVRIER -
"Réponse Transitoire d'un profil à des excitations instationnaires".
Document intérieur à la SNIAS ARA/NT/14/68 et lot n°4 du marché n°68-
98012 du Service Technique Aéronautique.
- [10] - A. DAMONGEOT -
"Mesure des efforts aérodynamiques et propagation des perturbations
lors de variations rapides de l'incidence d'un profil".
A.F.I.T.A.E., Lyon, (1970).
- [11] - R. HIRSCH, G. CHEVRIER -
"Influence de la viscosité sur l'installation de la loi de circu-
lation et le coefficient de moment".
Document intérieur à la SNIAS, ARA/NT/25/69, (mars 1969).

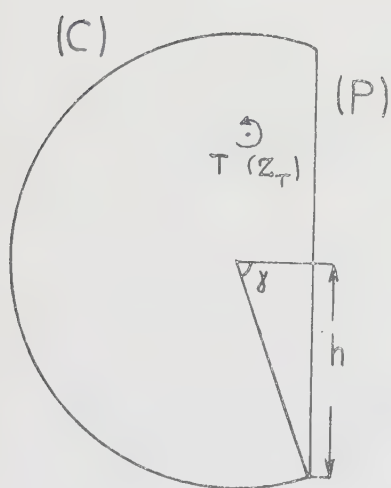
- [12] - M. SURENDRAIAH -
"An experimental study of rotor blade vortex interaction".
NASA, CR 1573, (may 1970).
- [13] - R. PADAKANNAYA -
"Experimental study of rotor unsteady airloads due to blade rotor interaction". NASA, CR 1909 (november 1971)
- [14] - W. RUDHMAN -
"A numerical solution of unsteady airfoil with application to the vortex interaction problem".
NASA, CR 111843, (décember 1970).
- [15] - M. GALLON -
"Visualisation hydrodynamique du tourbillon marginal d'un bout de pale de forme en plan parabolique".
Document intérieur à l'ONERA, Note Technique n° 30/1369 AN,
(octobre 1971).
- [16] - M. GALLON -
"Visualisation hydrodynamique du tourbillon marginal de bouts de pale comportant un décrochement dans leur forme en plan".
Document intérieur à l'ONERA, Note Technique n° 28/1369 AN,
(A oût 1971).
- [17] - J.B. RORKE, R.C. MOFFIT, J.F. WARD -
"Wind tunnel simulation of full-scale vortices".
A.H.S., preprint n° 623, American Helicopter Society, (May 1972).
- [18] - J.F. WARD -
"A summary of current research in rotor unsteady aerodynamics with emphasis on work at Langley Research Center".
AGARD Conference preprint n°3, Aerodynamics of rotary wings,
Marseille, (13-15 September 1972).
- [19] - C.R. COX -
"Helicopter Noise Reduction and its effects on operations".
J.A.H.S. (January 1970).
- [20] - R.L. SCHEGEL, W.E. BAUSCH -
"Helicopter rotor noise prediction and control".
J.A.H.S., (July 1969).
- [21] - F.L. WESWATER -
"Rolling up of the surface of discontinuity behind an aerofoil of finite span".
Aeronautical research council reports and memoranda, n°1692, (1935).

- A N N E X E 1 -

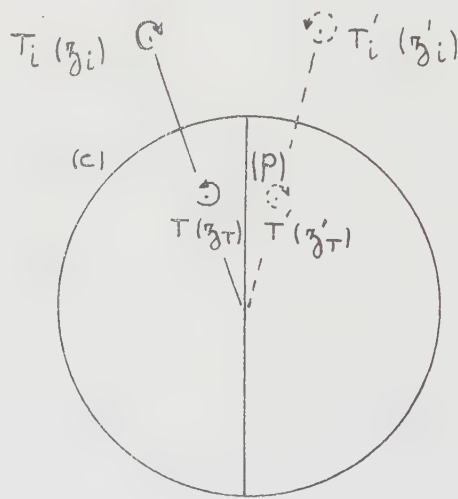
Etude de l'influence des parois

La méthode employée est celle déjà utilisée par SCHNEIDER (réf.6) qui, au moyen d'une transformation conforme du plan (ζ) de la section de veine d'expérience dans laquelle est située la ligne portante, écrit le potentiel complexe de l'écoulement au niveau de cette section, dans un plan transformé (Z) où :

- la trace du panneau (P) devient le diamètre (p)
- la partie circulaire (C) devenant la demi-circonférence (c).



Plan (Z)



Plan (ζ)

La transformation conforme du plan (ζ) au plan (Z) s'écrit

$$\left(\frac{1 - Z/h}{1 + Z/h} \right)^{\frac{\pi}{2(\pi-\gamma)}} = \frac{1 - \zeta}{1 + \zeta}$$

soient z_T la position d'un tourbillon T dans le plan (Z) et ζ_T son transformé.

Dans le plan (ζ) le diamètre (p) doit être une ligne de courant ce qui est réalisé en introduisant un autre tourbillon T' de circulation opposée à celle de T et placé au point ζ' symétrique de ζ par rapport à (p).

De la même manière, on introduit les tourbillons T_i et T'_i aux points conjugués de ζ et ζ' par rapport au cercle pour avoir les demi-circonférence (c) et (c') comme ligne de

courant, leur circulation étant de signe contraire de celle de T et T'.

Du fait de la symétrie par rapport au diamètre (p), la circulation Γ autour du demi-cercle (c) + (p) reste égale à celle du tourbillon T et il n'est pas nécessaire d'introduire d'autres tourbillons.

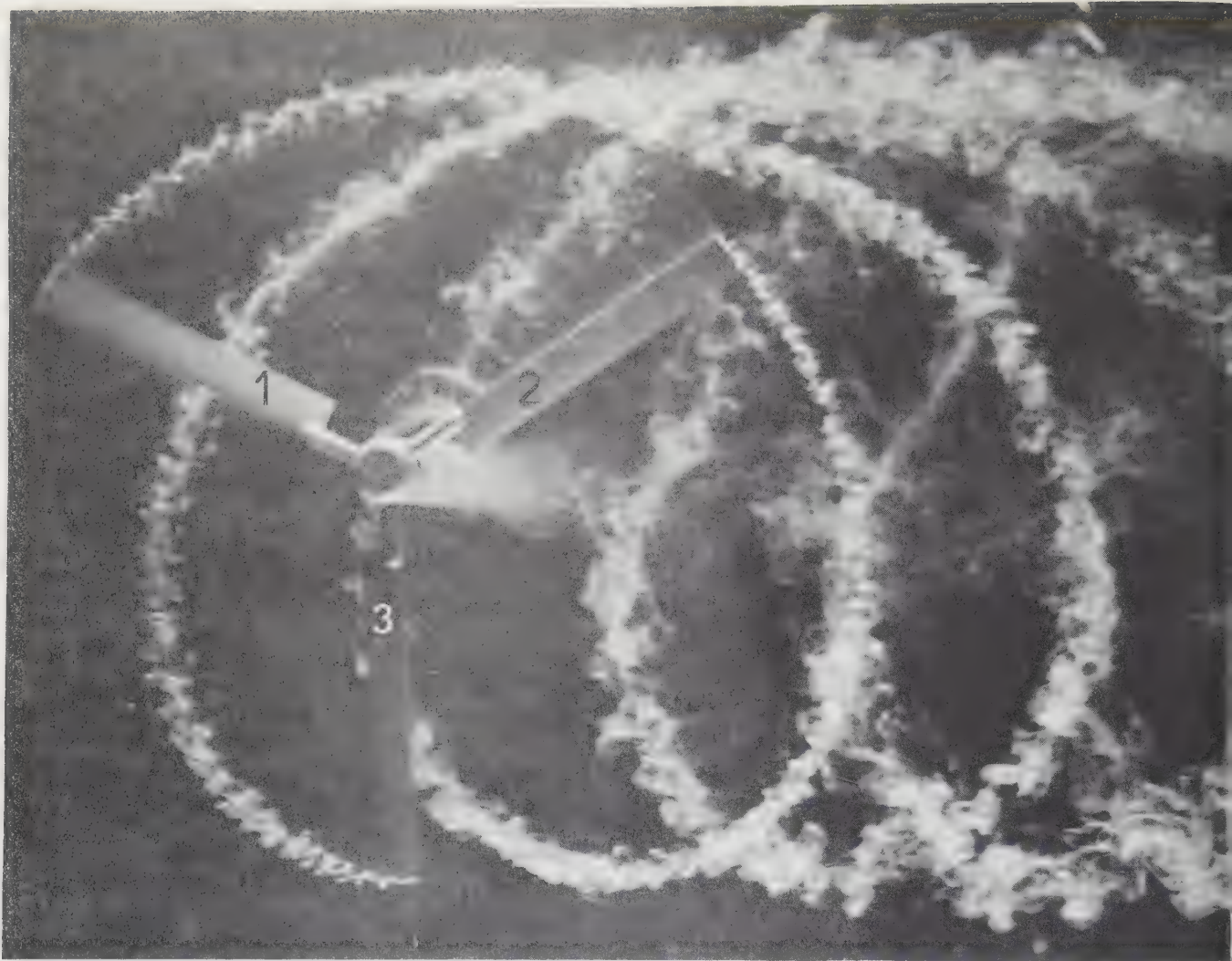
Le potentiel complexe de l'écoulement dû au tourbillon T s'écrit dans le plan (z) sous la forme :

$$F(z) = -\frac{i\Gamma}{2\pi} \log \left(\frac{(z - z_T)(z - z'_i)}{(z - z'_T)(z - z_i)} \right)$$

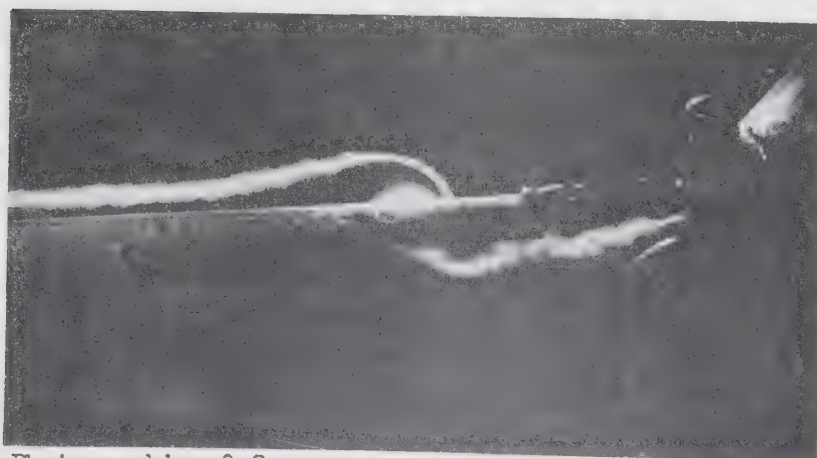
En tout point Z de la section contenant la ligne portante, la vitesse complexe induite pour le tourbillon T est obtenue par dérivation du potentiel complexe de l'écoulement dans le plan initial (Z).

$$W = u - iv = \frac{dF(Z)}{dZ} = \frac{dF(z)}{dz} \frac{dz}{dZ}$$

Cette méthode permet donc de calculer les vitesses induites par les tourbillons T_m et T_{pp} au droit de chaque section de la ligne portante représentant la pale réceptrice et on peut remarquer sur la figure 12 que l'influence des parois est importante.



Photographie n° 1



Photographie n° 2

INTERACTION entre une pale
et un tourbillon marginal
(visualisations en soufflerie)

Figure 1 - VISUALISATIONS des tourbillons
marginaux au tunnel hydrodynamique
($\mu = 0,3$)

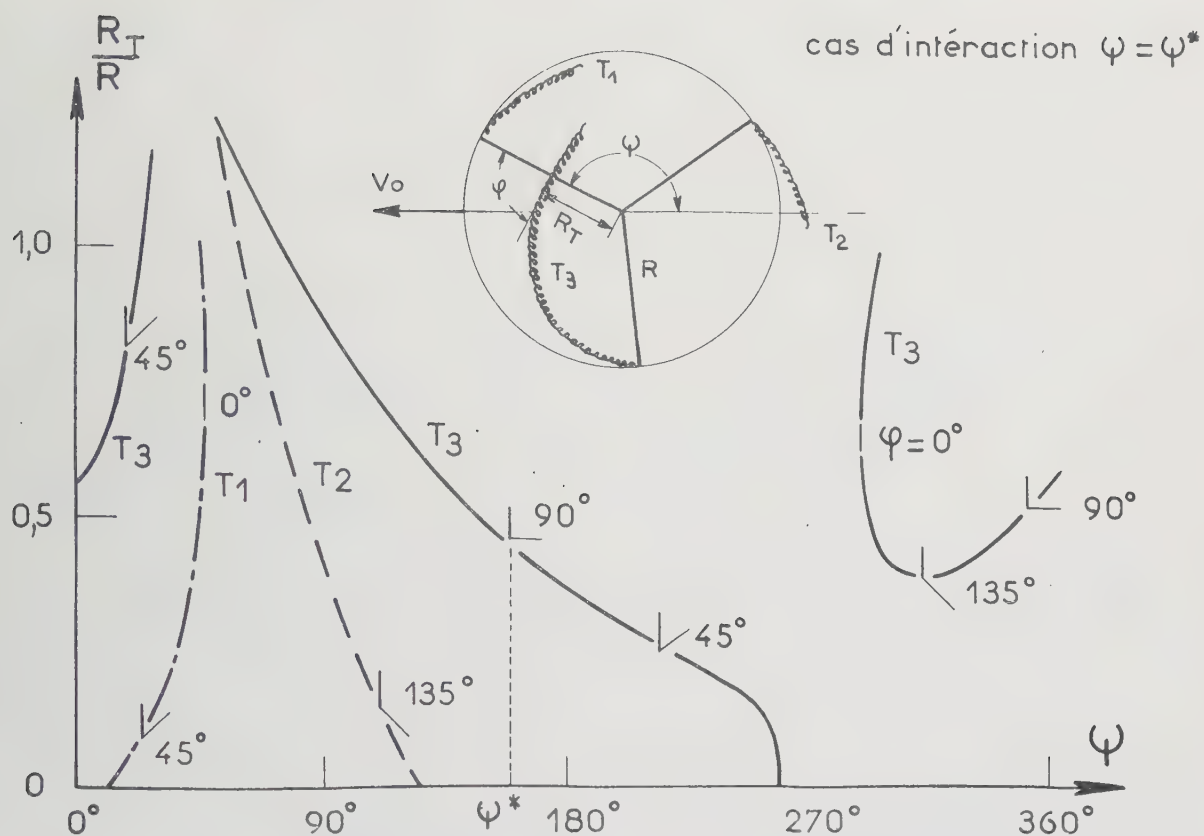


Figure 2 INTERSECTIONS du plan vertical contenant la pale "1" avec les divers tourbillons ($\mu = 0,3$)

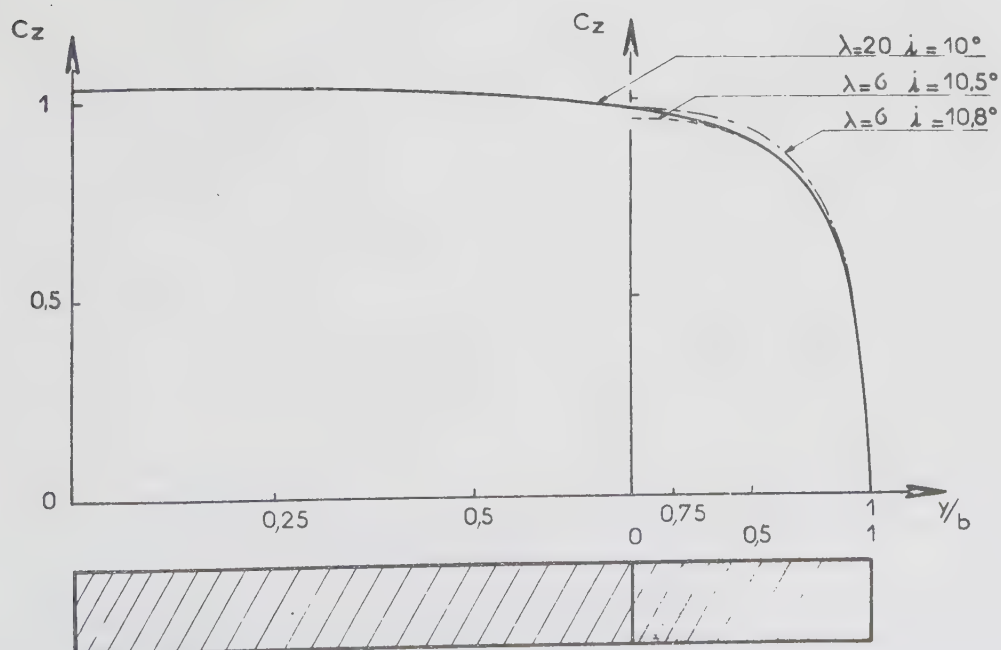


Figure 3 INFLUENCE de l'allongement sur la répartition de charge en envergure (calcul ligne portante)

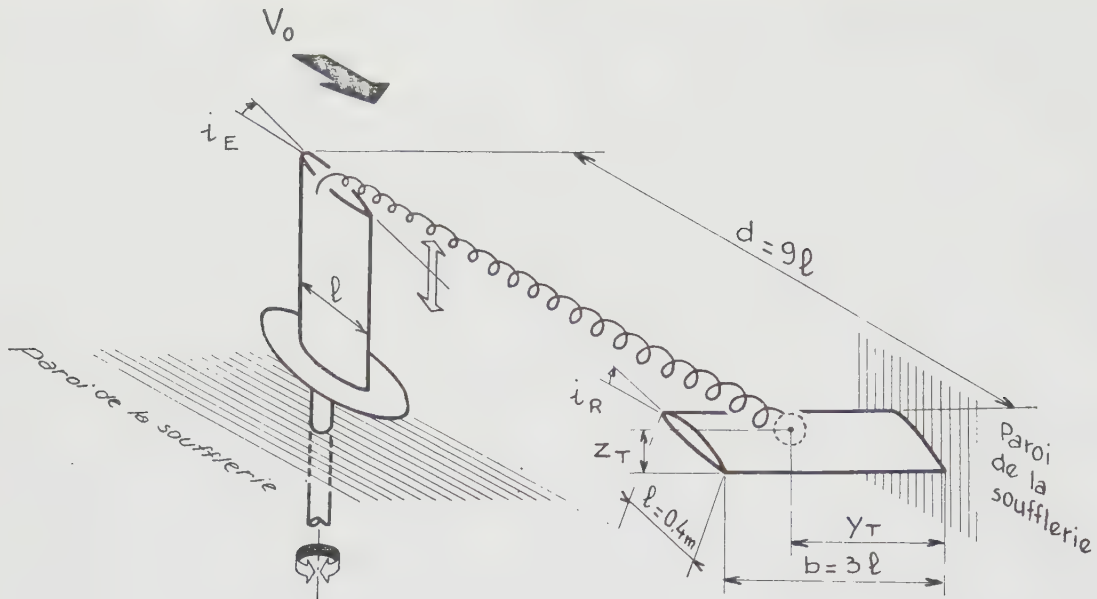


Figure 4 SIMULATION de l'influence du tourbillon marginal d'une pale sur la pale suivante $y_T = 0,4$ et $0,8$
 $- 0,5 < z_T/\ell < 1$

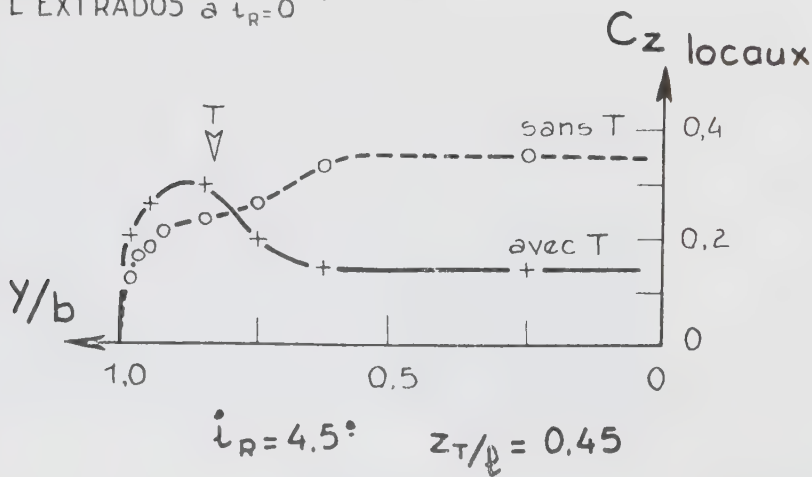
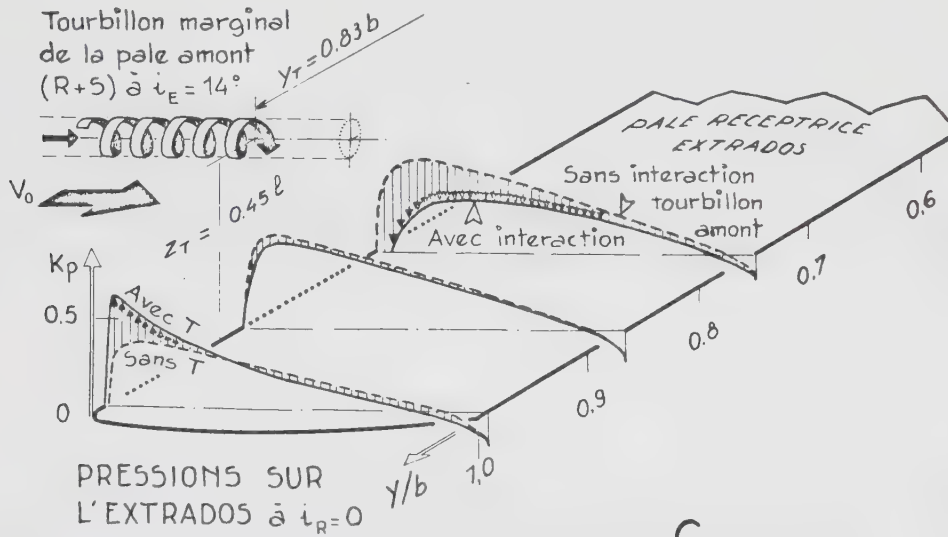


Figure 5

INFLUENCE du tourbillon sur la répartition des pressions et sur les charges locales

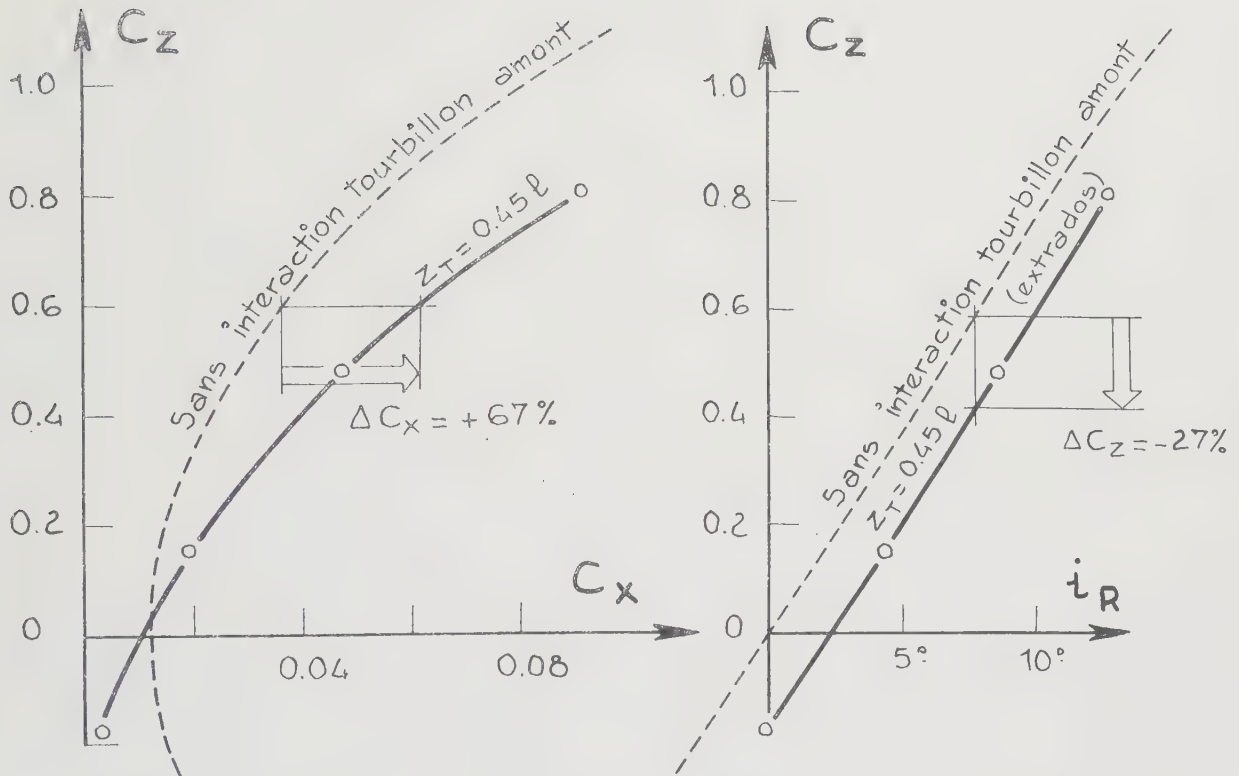


Figure 6 EFFET de l'interaction sur les efforts globaux
 $V_o = 40\text{m/s}$ $i_E = 14,25^\circ$ $Y_{T/b} = 0,83$

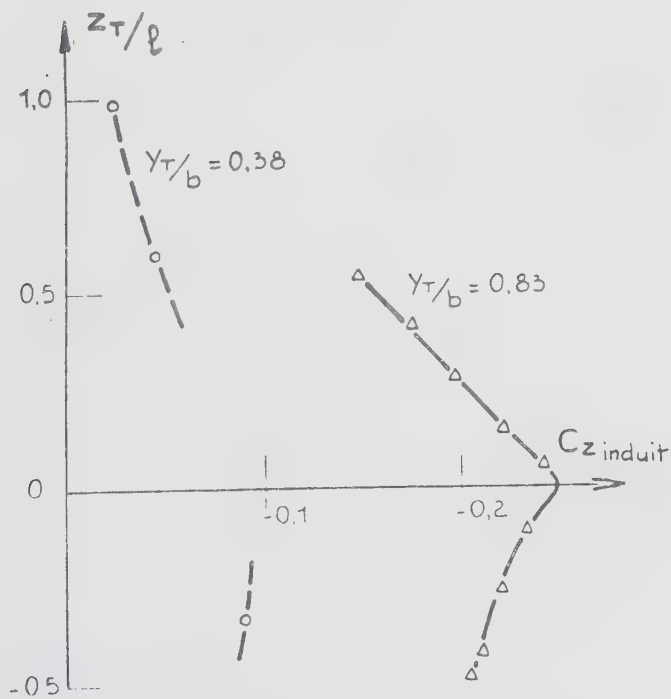


Figure 7
 INFLUENCE de la position du tourbillon
 sur les efforts globaux $i_R = 0^\circ$ $i_E = 14,25^\circ$

$$V_0 = 40 \text{ m/s}$$

$$i_R = 0^\circ$$

$$y_T/b = 0,83$$

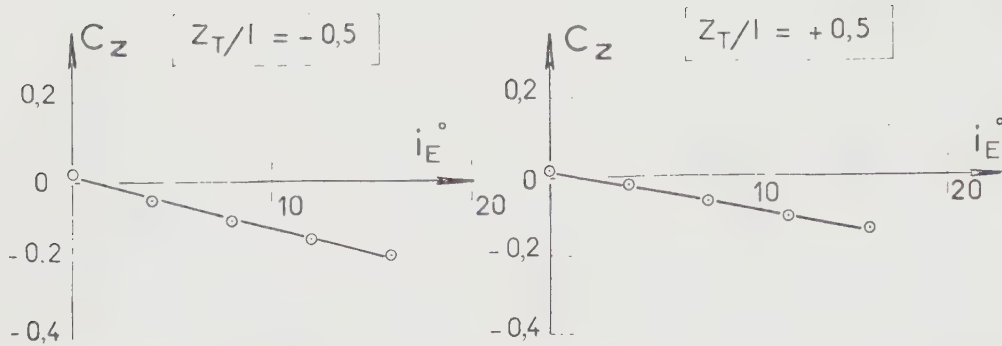


Figure 8 INFLUENCE de la circulation du tourbillon incident sur le C_z induit

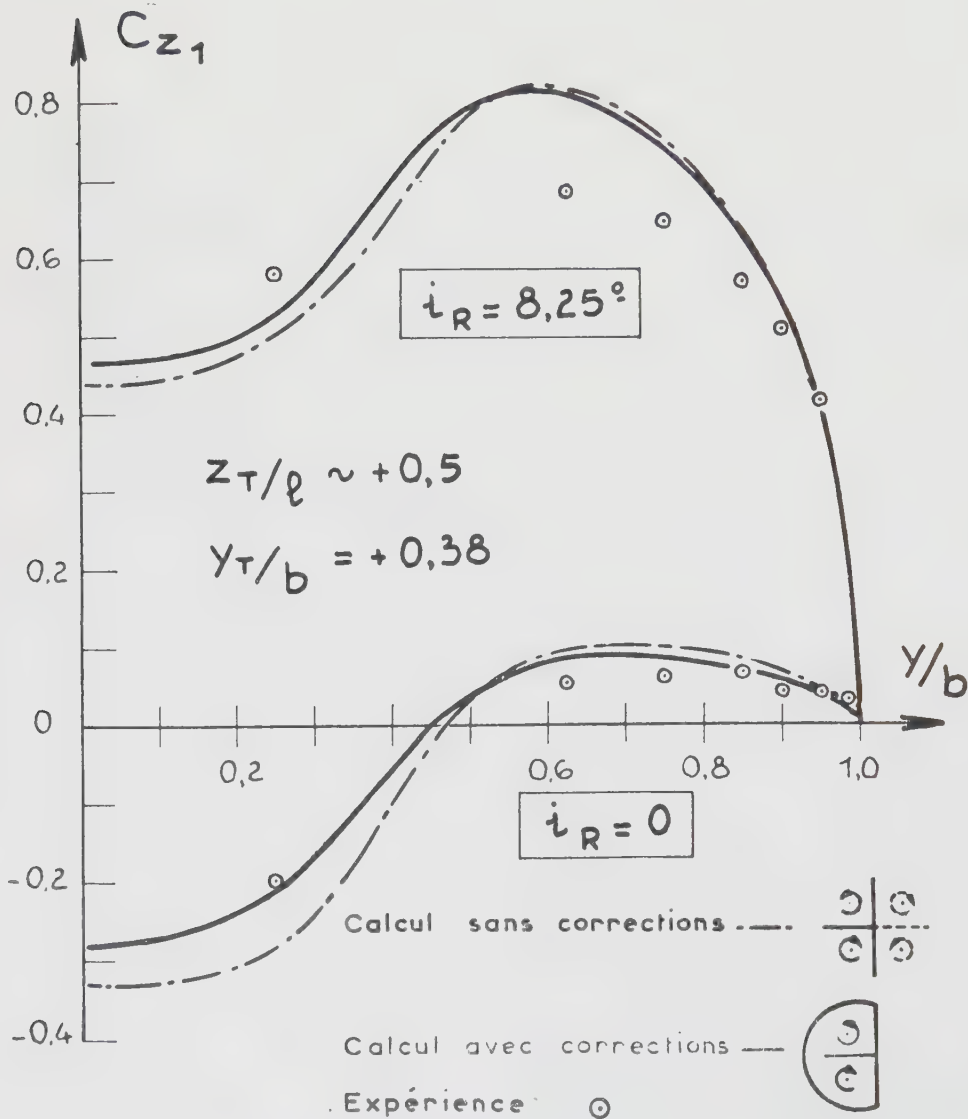


Figure 9

REPARTITIONS de charge en envergure
comparaison calcul expérience

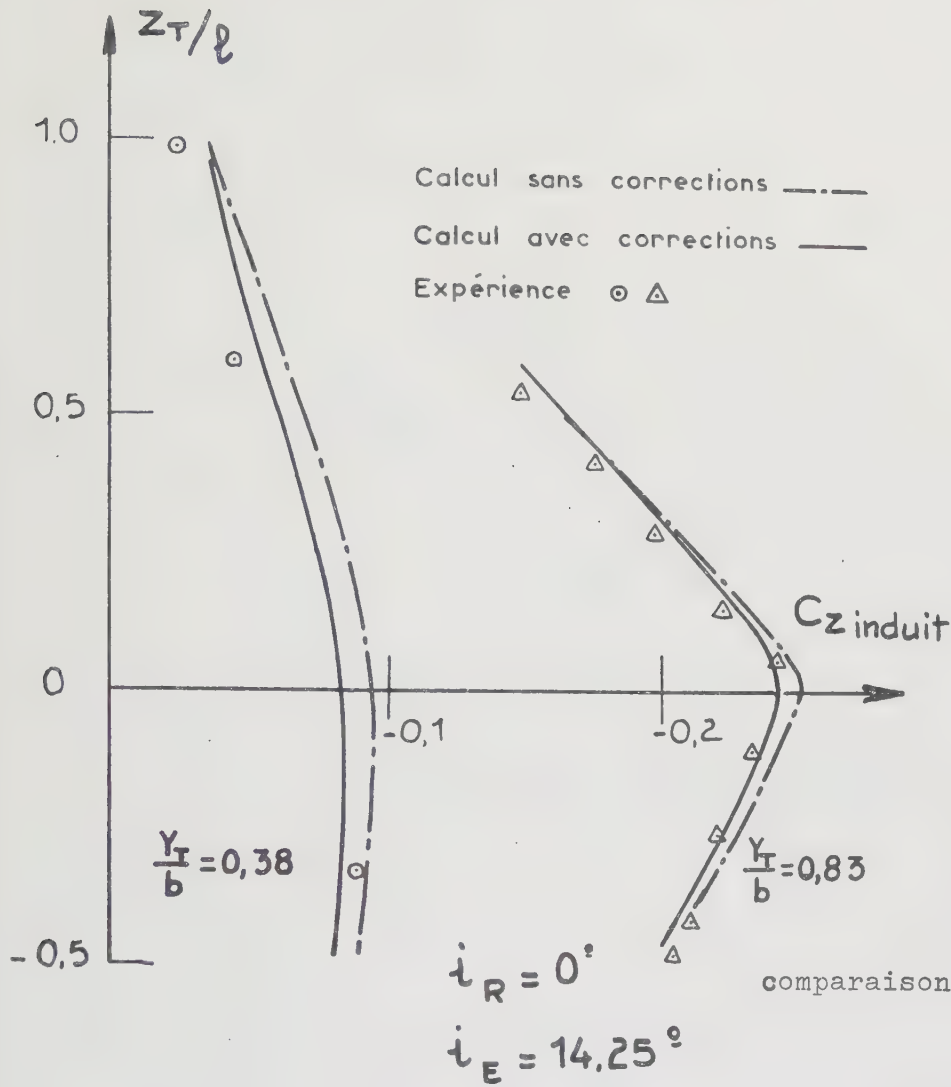


Figure 10

INFLUENCE
de la position
du tourbillon sur
les efforts globaux

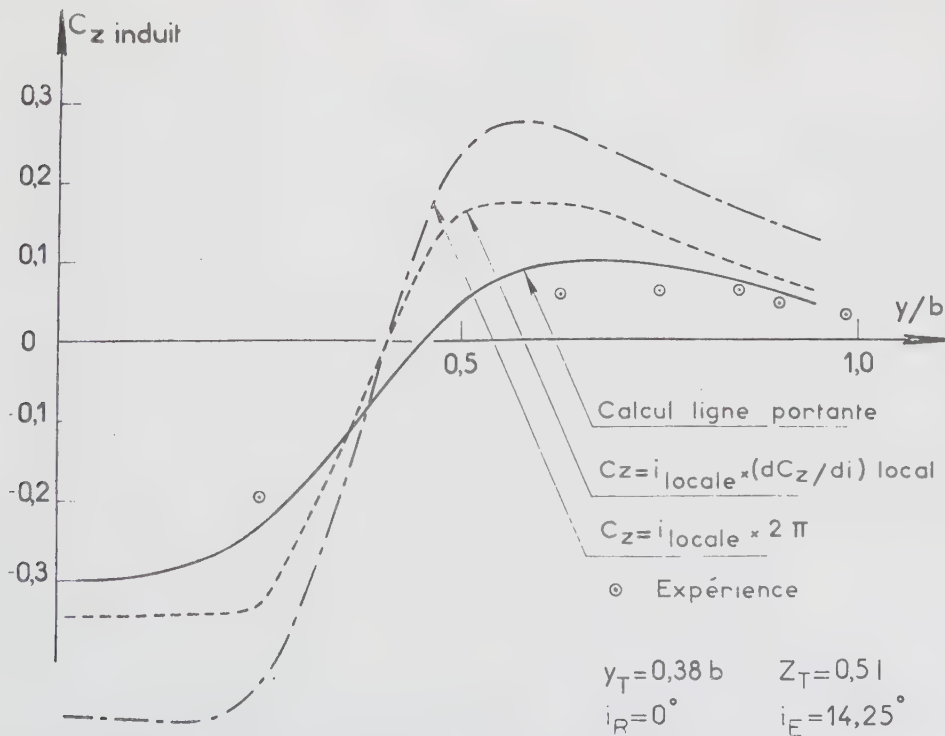


Figure 11 INFLUENCE des tourbillons libres
sur la répartition de charge induite

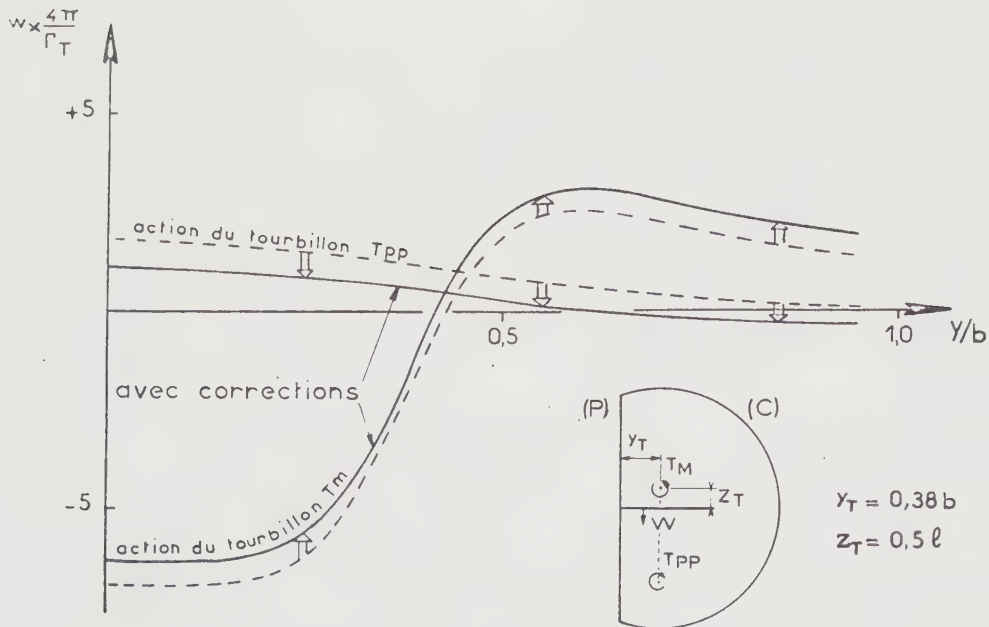


Figure 12 INFLUENCE de la paroi circulaire (C) sur les vitesses verticales induites

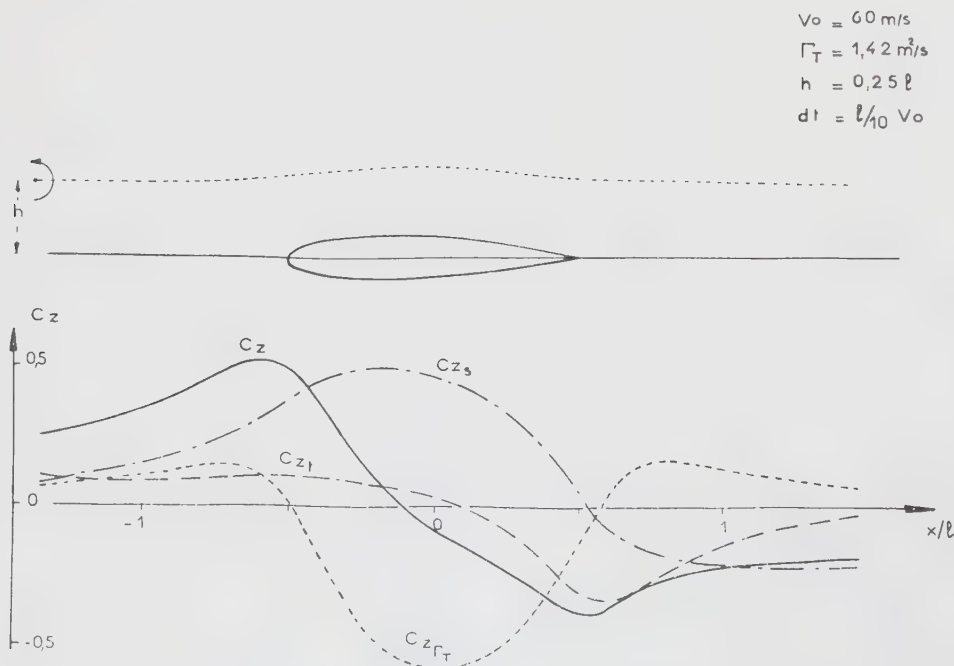


Figure 13 INFLUENCE des différents termes intervenant dans le calcul du C_Z

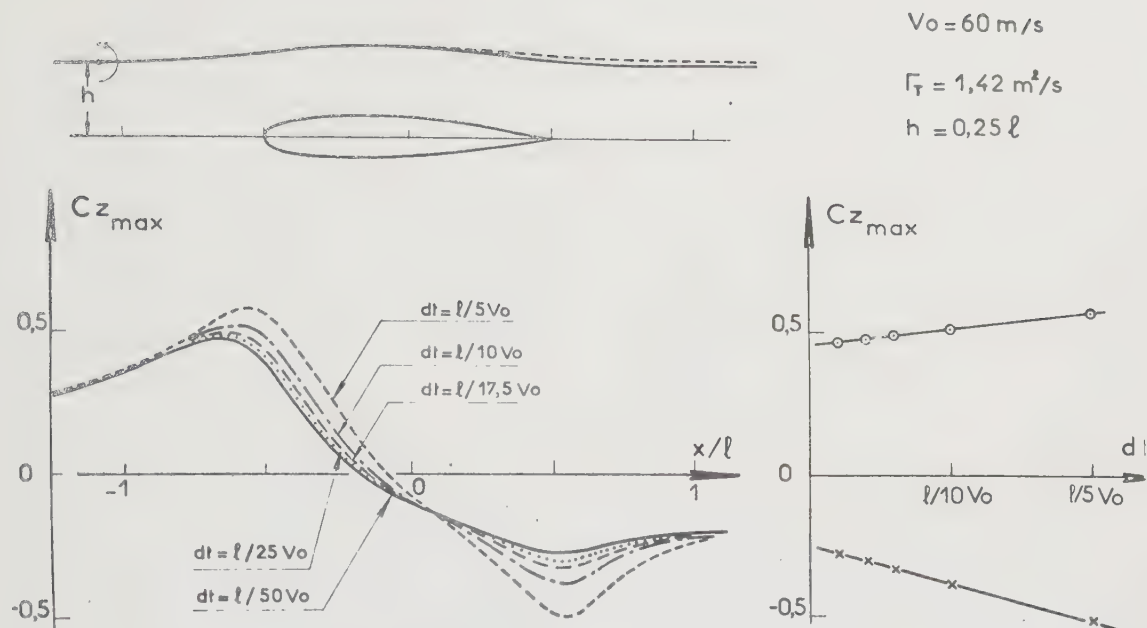


Figure 14 INFLUENCE de la grandeur du pas de calcul dt

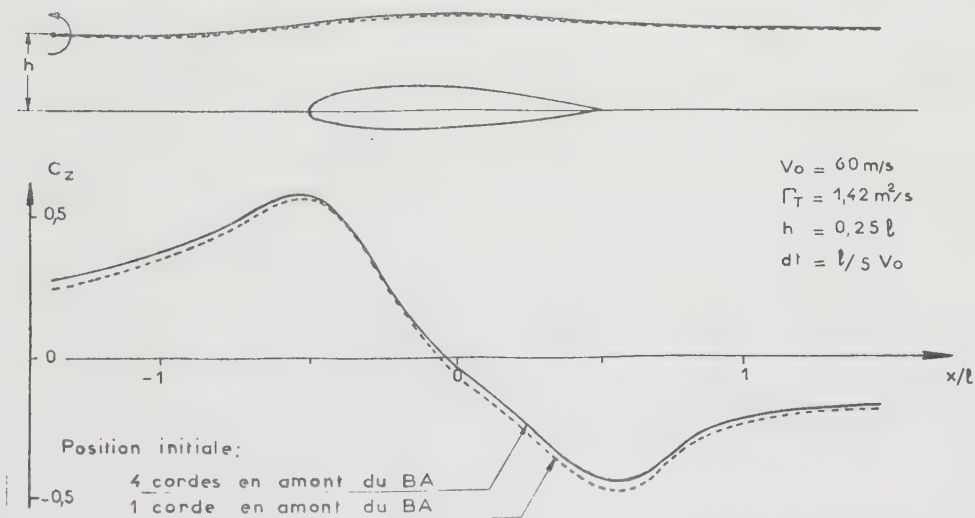


Figure 15 INFLUENCE de la position initiale du tourbillon

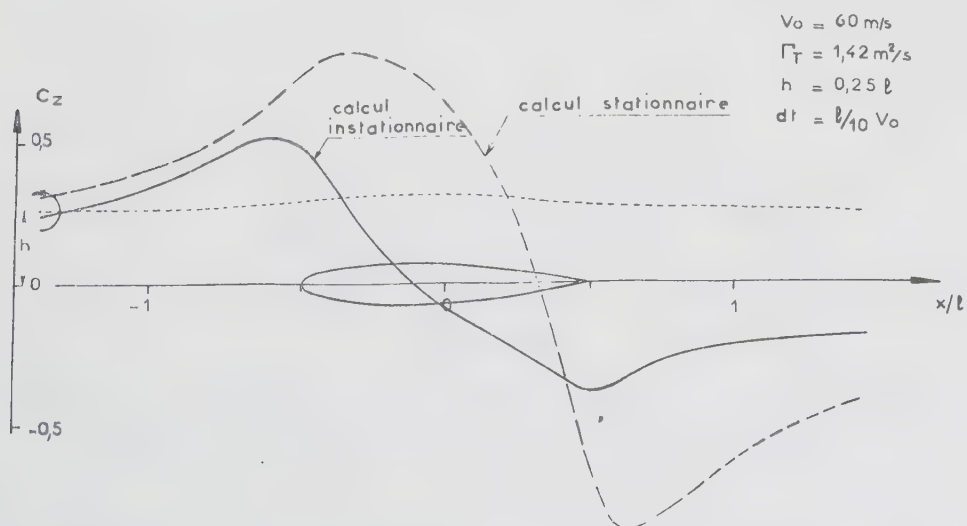


Figure 16 COMPARAISON des réponses stationnaire et instationnaire

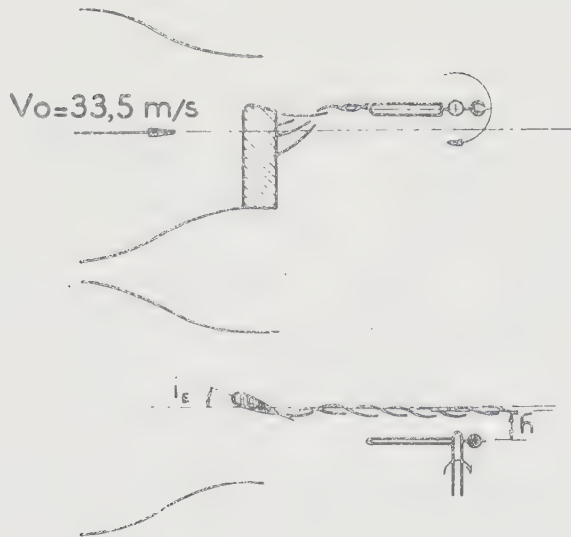


Figure 17a SCHEMATISATION du dispositif d'essai

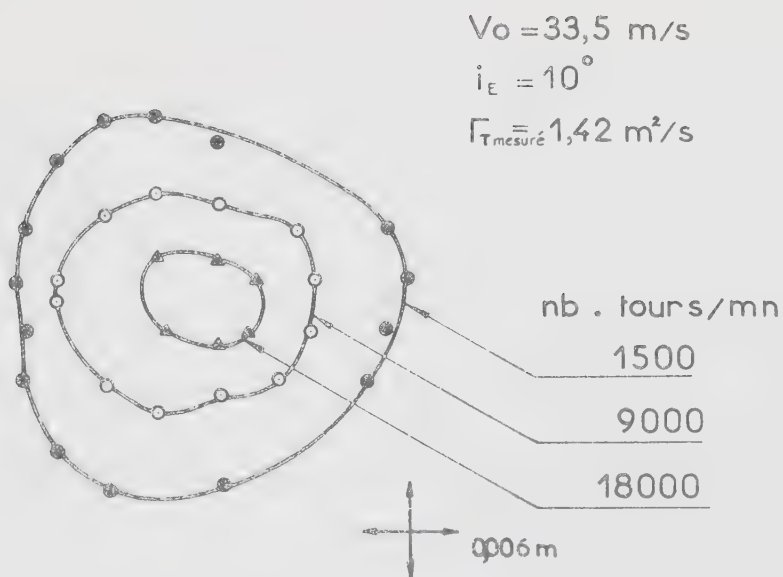


Figure 17b COURBES isovitesse de rotation du "vortexmeter"

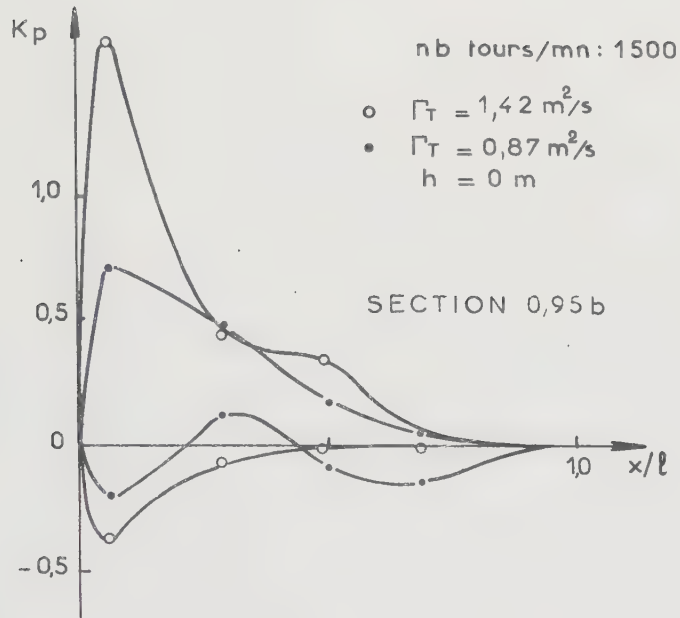


Figure 18a RELEVES des pressions induites

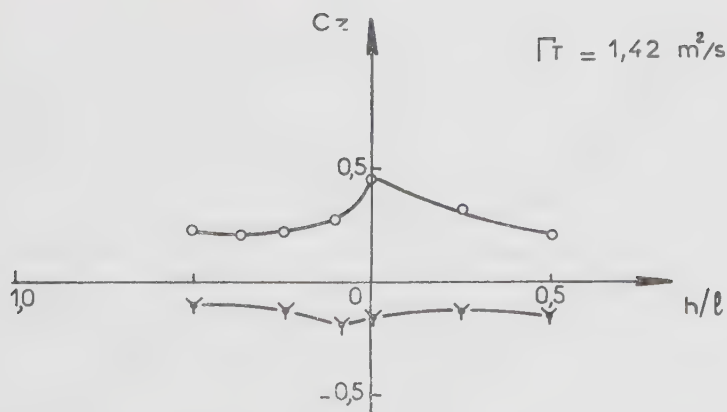


Figure 18b INFLUENCE de h sur les C_Z maximum induits

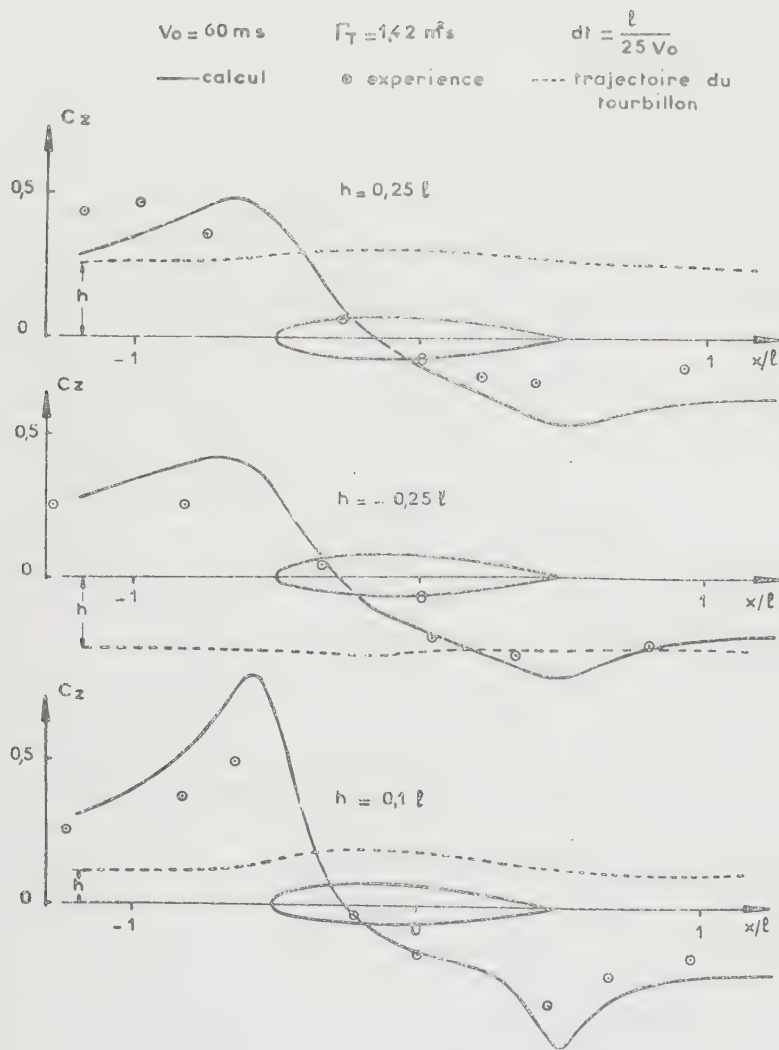


Figure 19

COMPARAISON
calcul experience

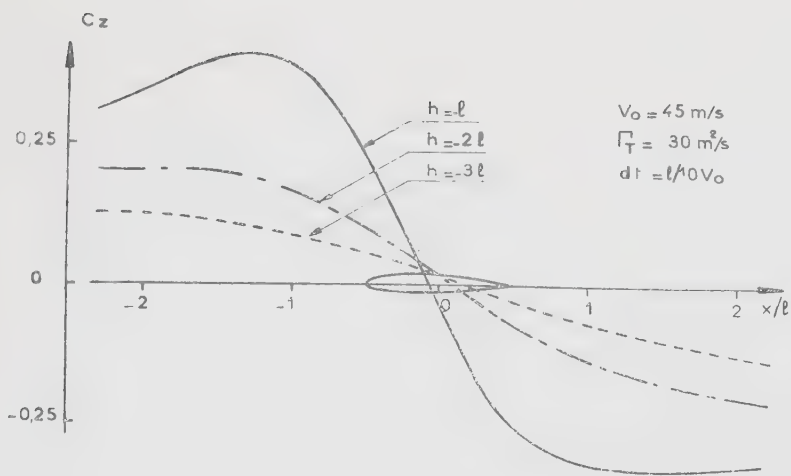
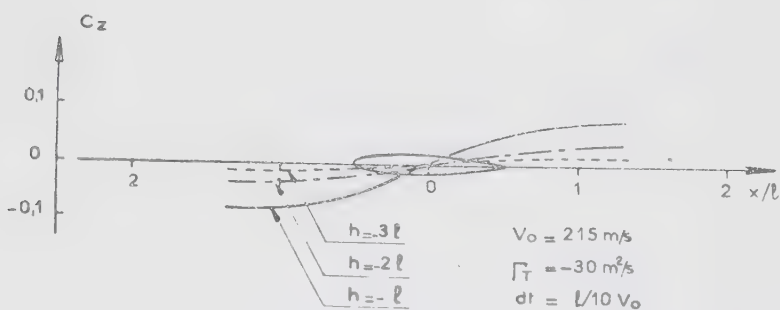


Figure 20

ACTION d'un tourbillon
sur un profil



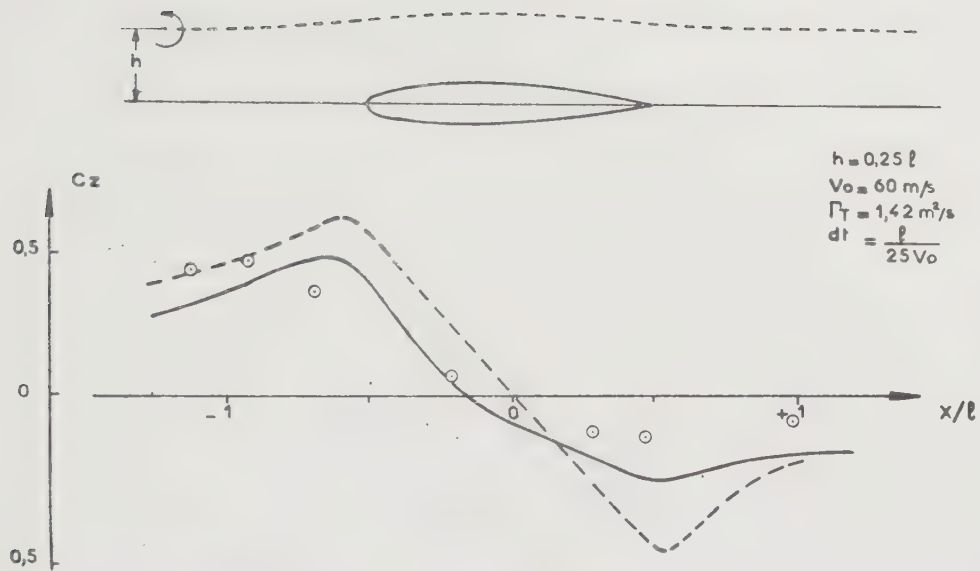


Figure 21 COMPARAISON entre les réponses calculées par la méthode "Rudhman" (profils minces) et par la présente méthode expérience

TYPE DE PALE FORME EN PLAN

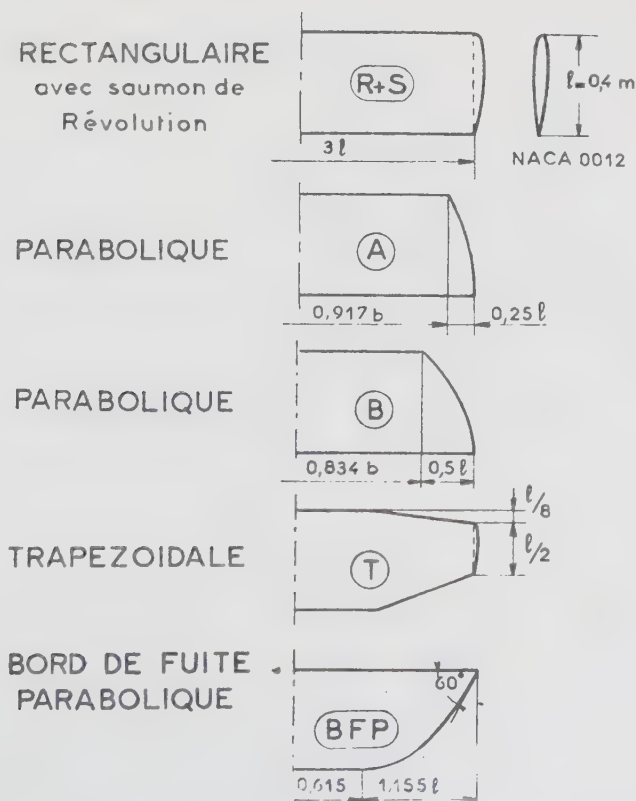


Figure 22 Forme en plan des divers types de pales

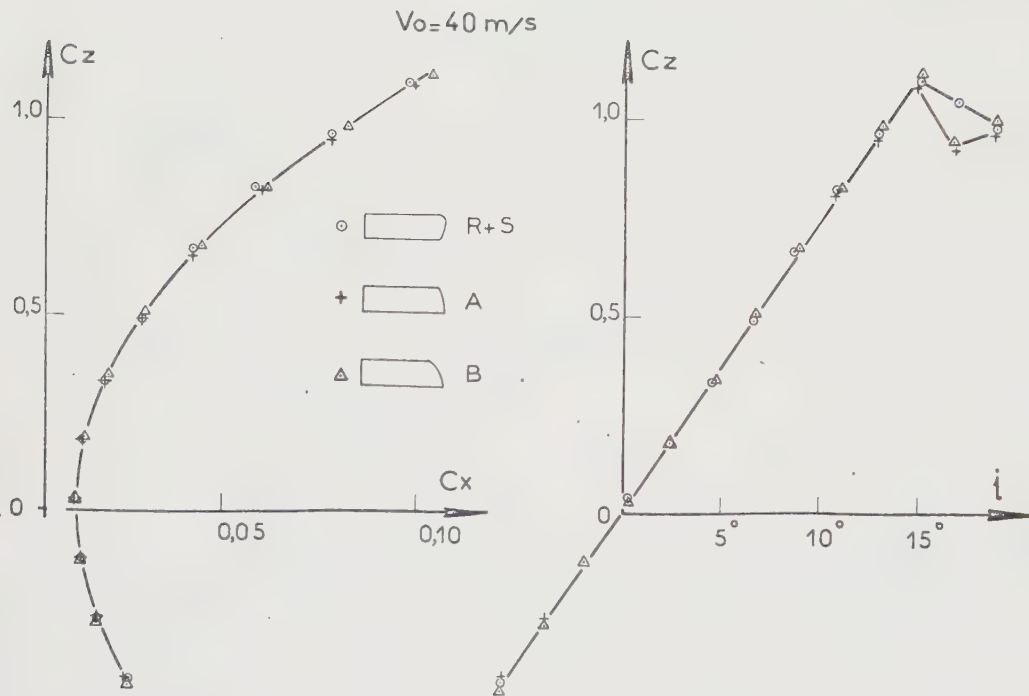


Figure 23 COMPARAISON des performances des pales "R + S", "A" et "B"

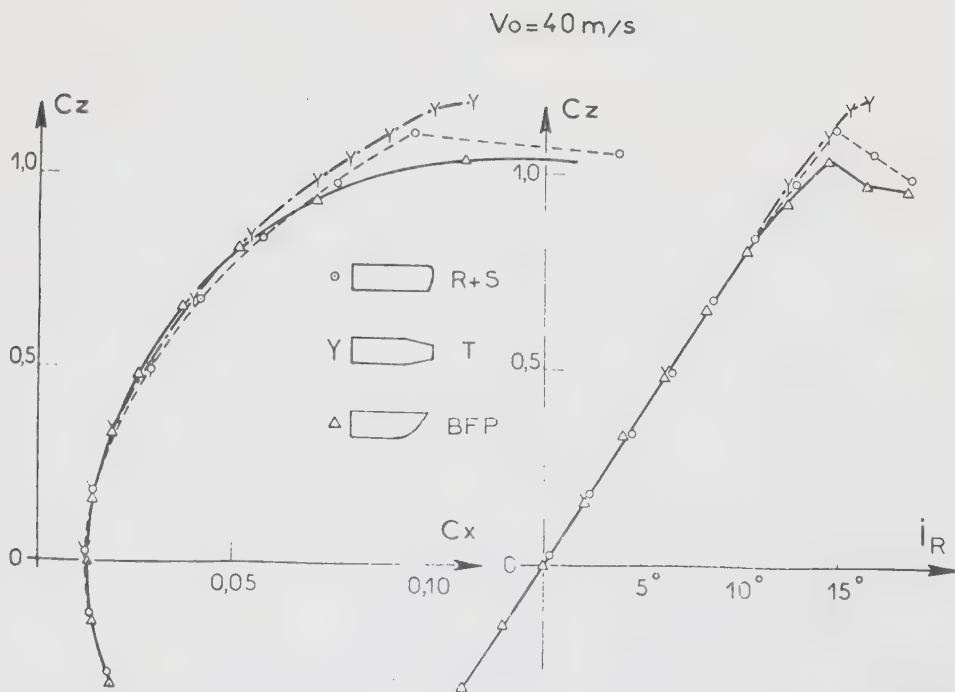


Figure 24 COMPARAISON des performances des pales "R + S", "T" et "BFP"

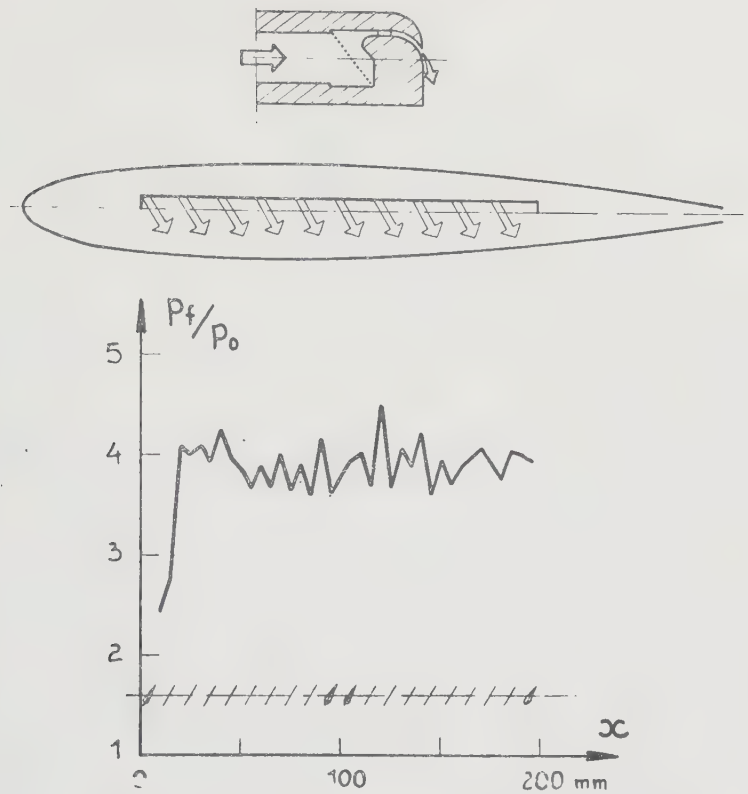


Figure 25 ESSAI d'une pale avec soufflage dans le saumon

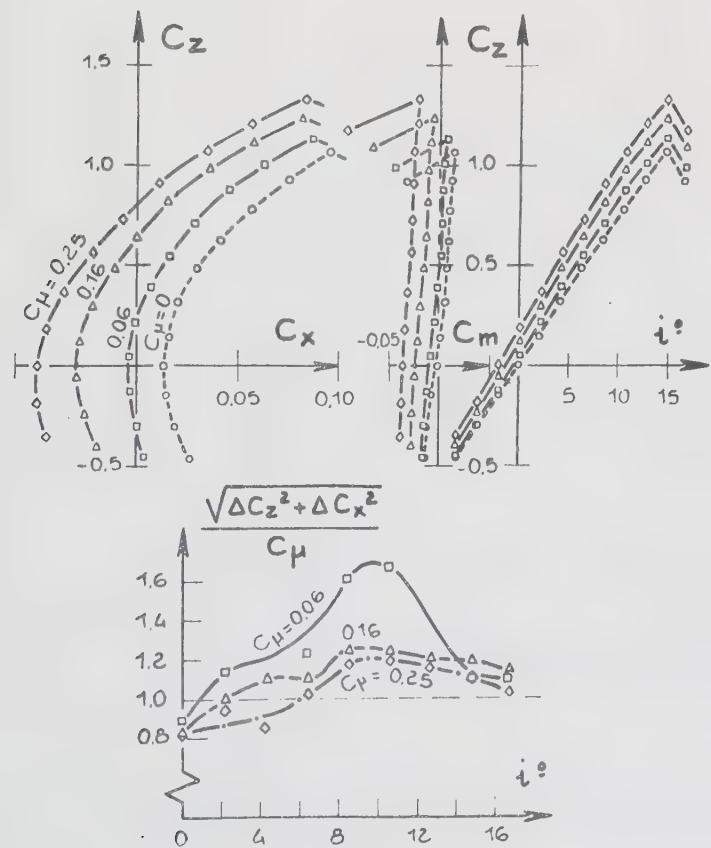


Figure 26

INFLUENCE du soufflage
sur les efforts globaux

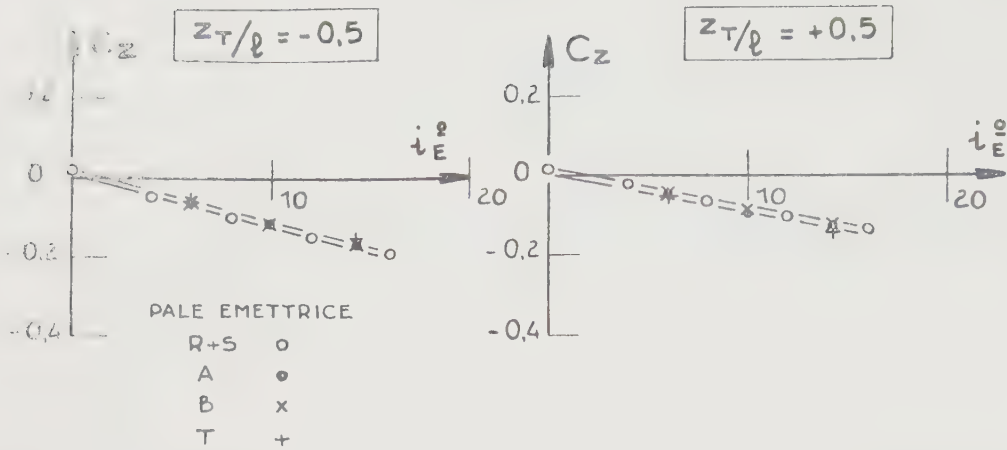


Figure 27 INFLUENCE de la forme en plan de la pale émettrice sur le C_z induit $V_0 = 40\text{m/s}$ $i_R = 0$ $y_{T/b} = 0,83$

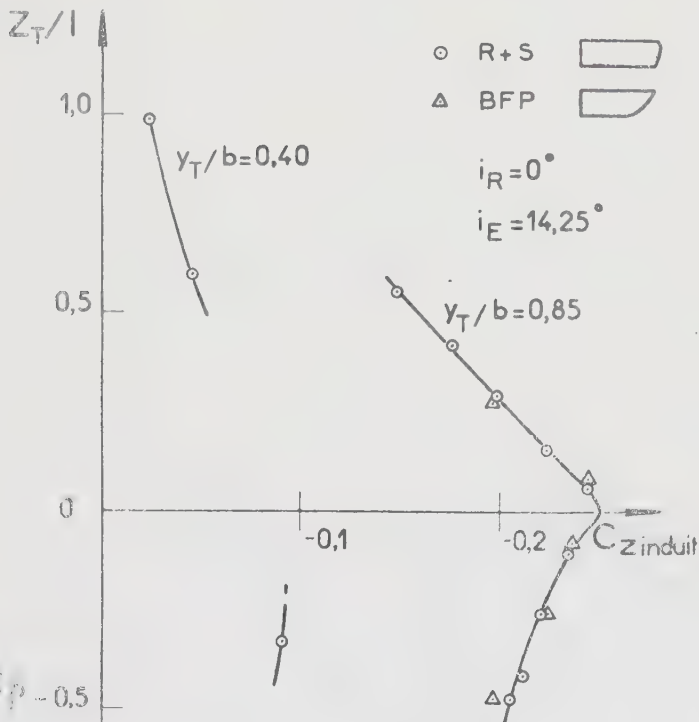


Figure 28
INFLUENCE
de la forme en plan
de la pale émettrice
sur le C_z induit

$V_0 = 40\text{m/s}$

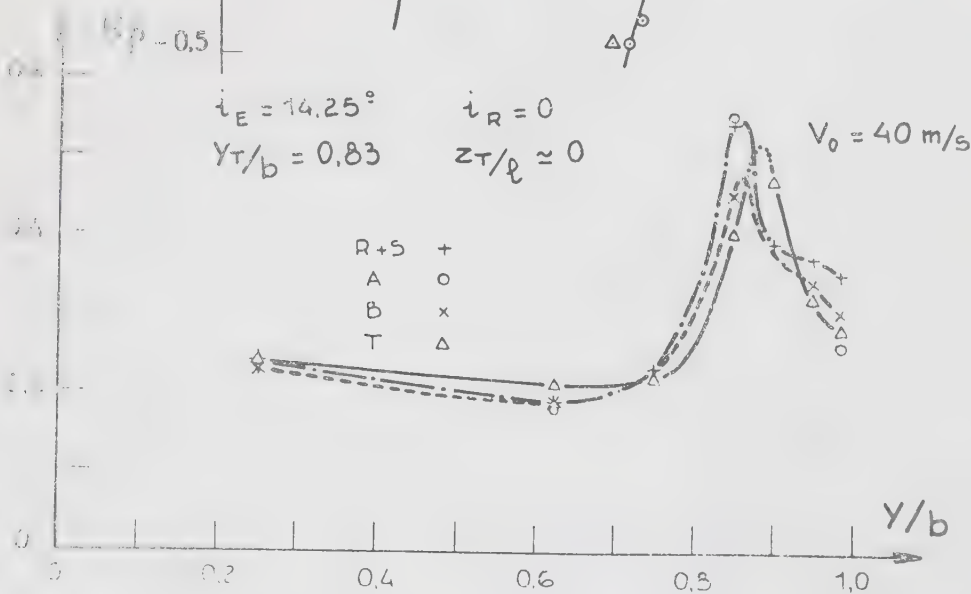
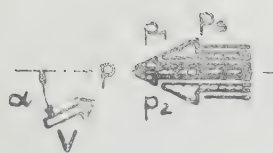


Figure 29 INFLUENCE de la forme en plan de la pale émettrice sur les répartitions de pression en envergure (au voisinage du maître-couple)



$$V = K_0 (p - p_s)$$

$$\alpha = f \left(\frac{p_2 - p_1}{p - p_s} \right)$$

$$V_y = V \sin \alpha$$

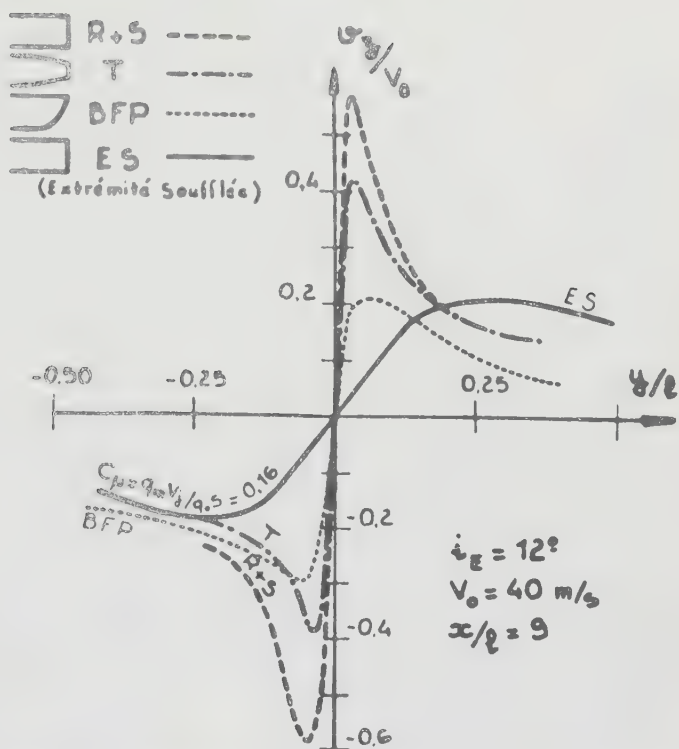
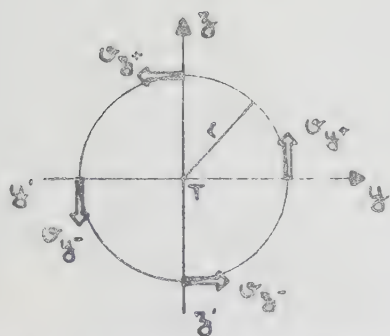


Figure 30 - MESURES clinométriques. Figure 31 - MESURES de vitesses dans le tourbillon émis par les pales.

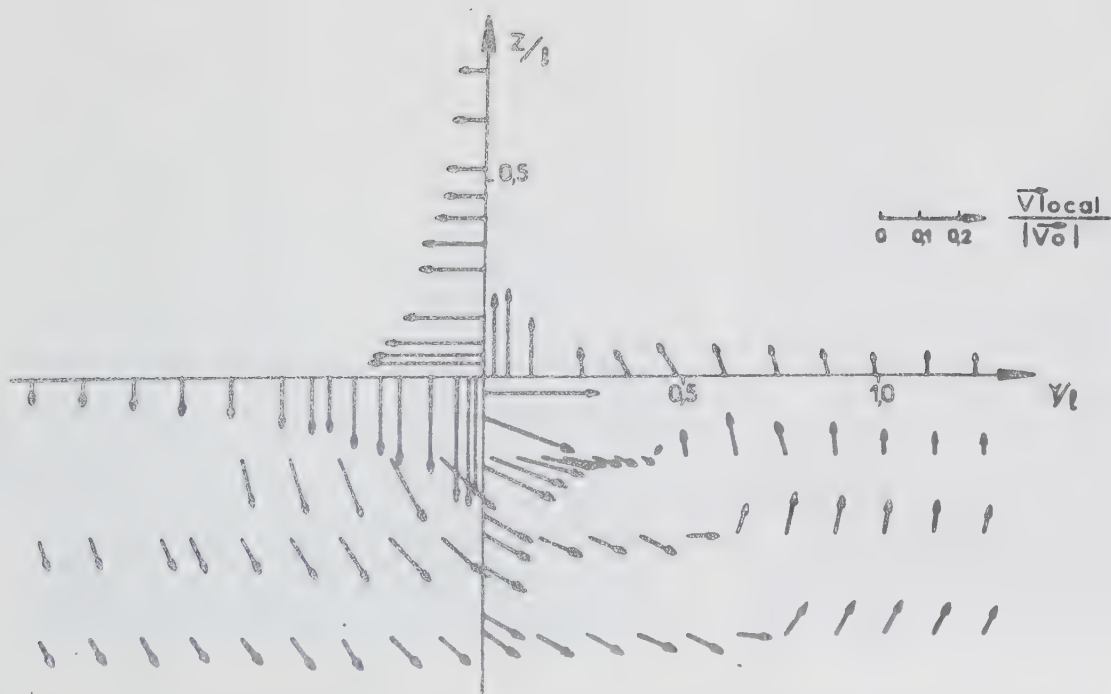
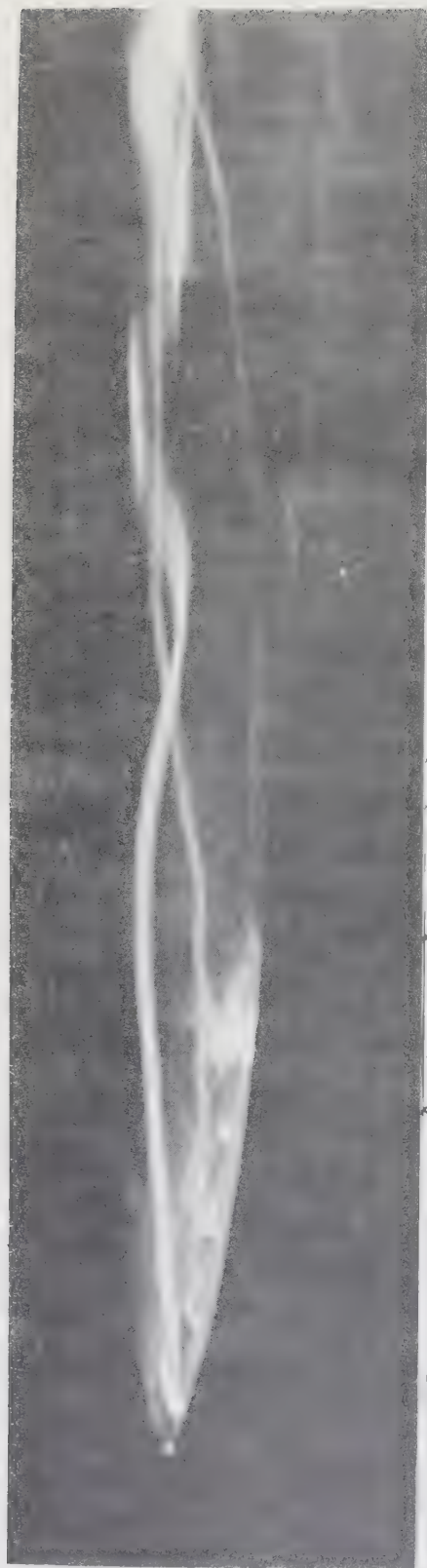


Figure 32 - MESURES de vitesses dans le tourbillon marginal issu de la pale à bord de fuite parabolique.



VUE de profil

$\ell = 6 \text{ cm}$ $V_0 = 20 \text{ cm/s}$ $\alpha = 12,5^\circ$

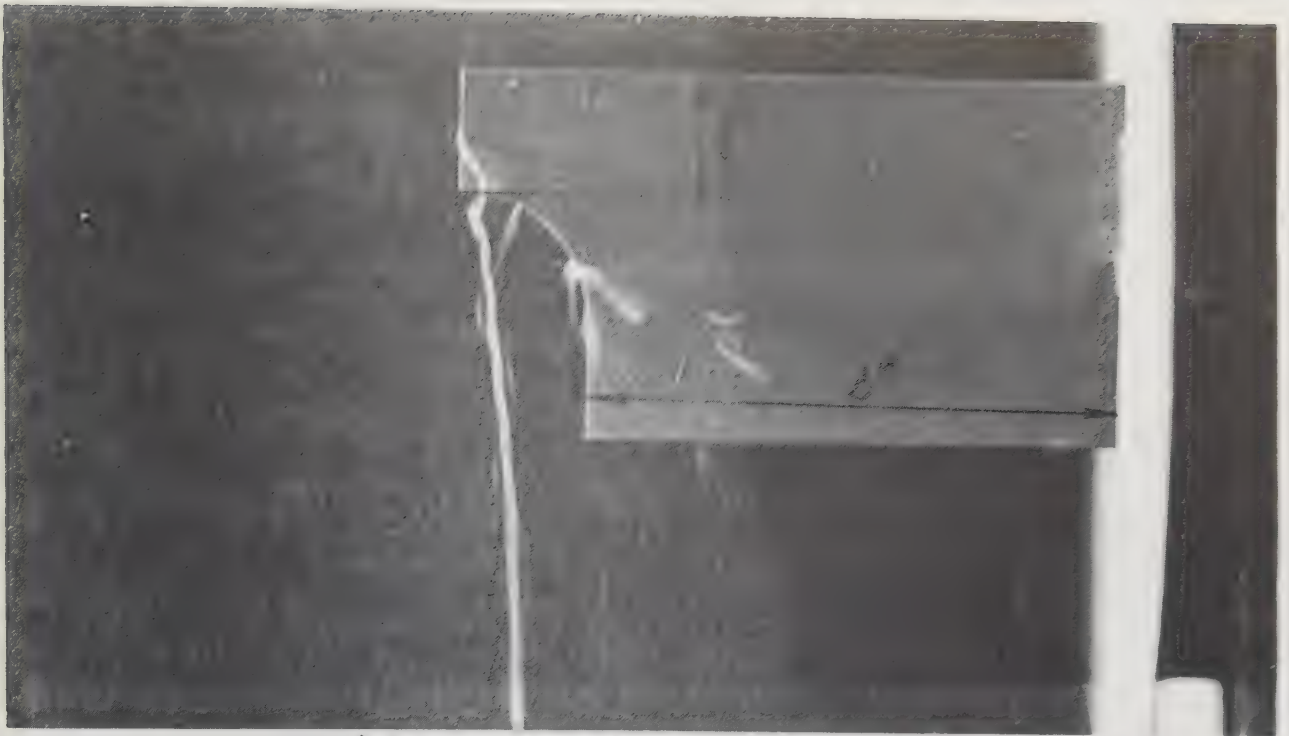


TRANCHE à mi-corde



TRANCHE à une corde à l'aval du B.F

Figure 33 - VISUALISATIONS de l'écoulement tourbillonnaire à l'extrémité de la pale à bord de fuite parabolique.



$\ell = 8 \text{ cm}$ $V_0 = 20 \text{ cm/s}$ $i = 12,5^\circ$



TRANCHE située au bord de fuite

Figure 34 - VISUALISATIONS de l'écoulement tourbillonnaire à l'extrémité de la pale à bord de fuite tronqué.

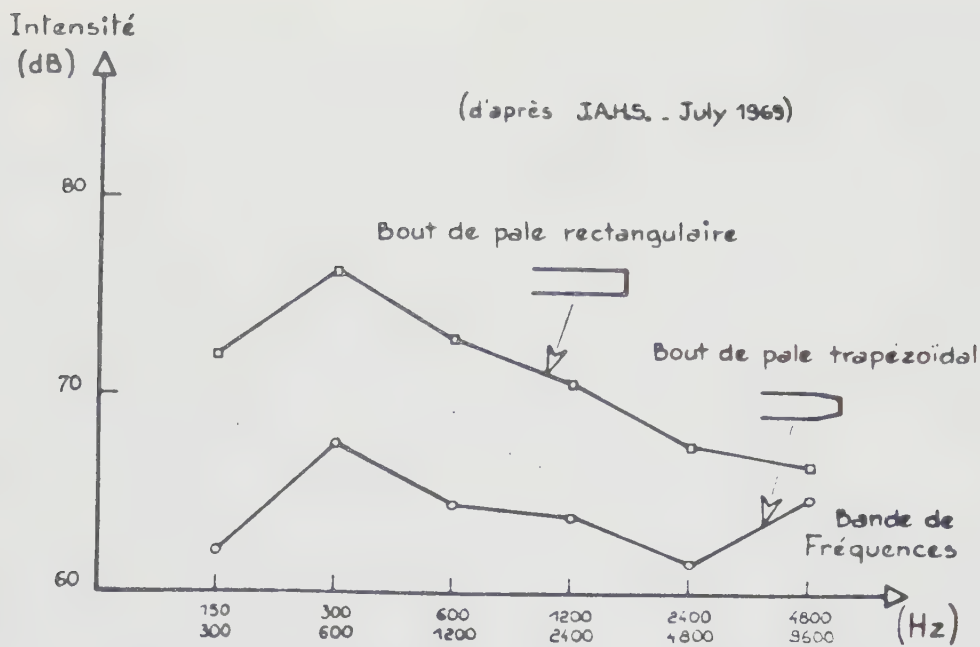


Figure 35 - INFLUENCE de la forme en plan de la pale sur le bruit.

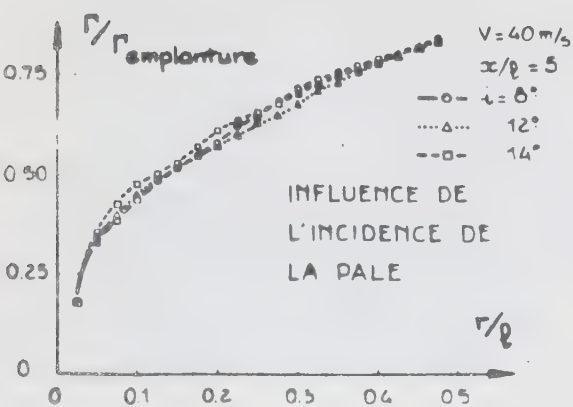
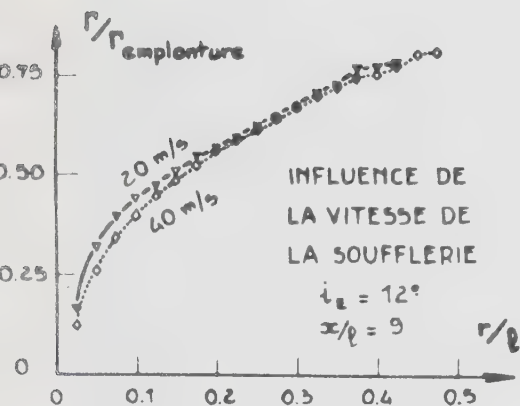


Figure 36 - MESURES de circulation dans le tourbillon issu de la pale "T".

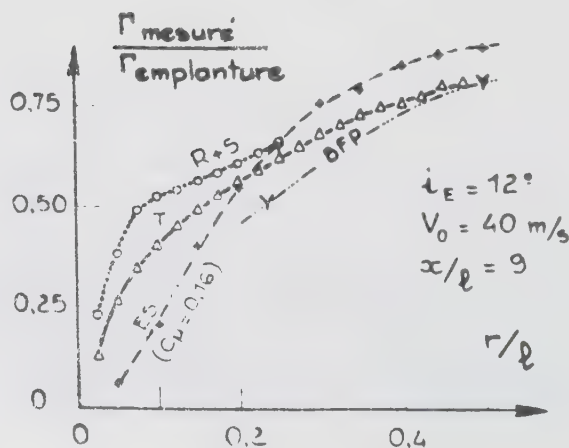
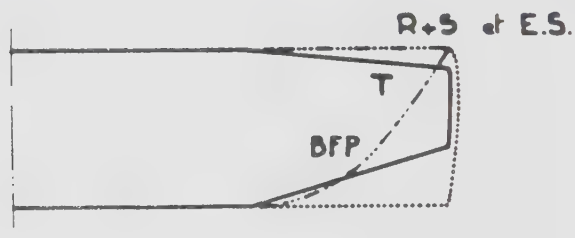


Figure 37 - COMPARAISON des répartitions de circulation dans le tourbillon issu des pales "R + S", "T", "ES", et "BFP".

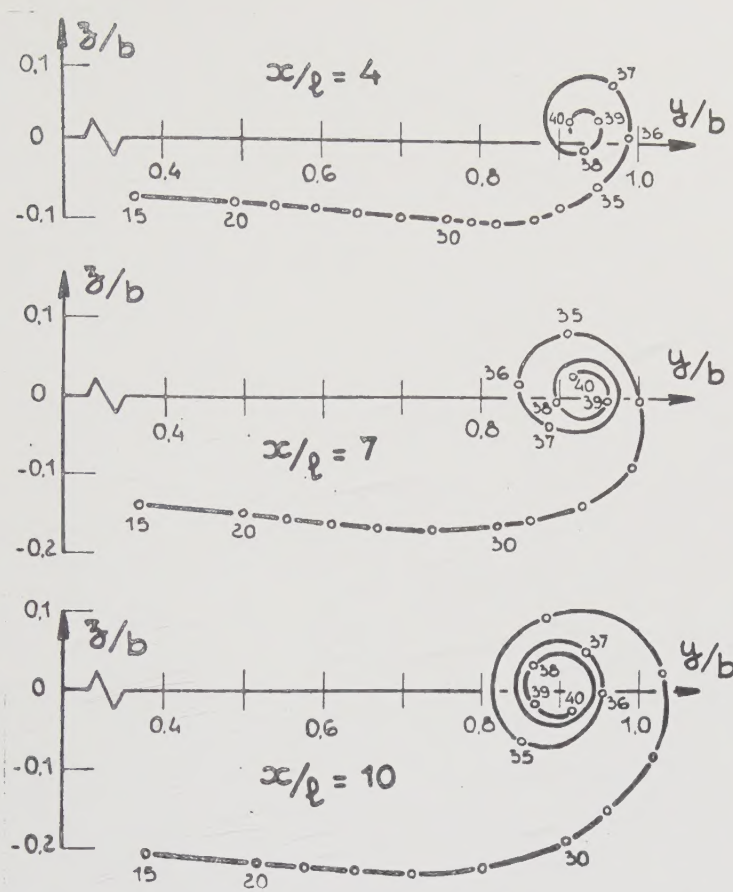


Figure 38

ENROULEMENT de la nappe tourbillonnaire à l'aval d'une aile en incidence $i = 10^\circ$

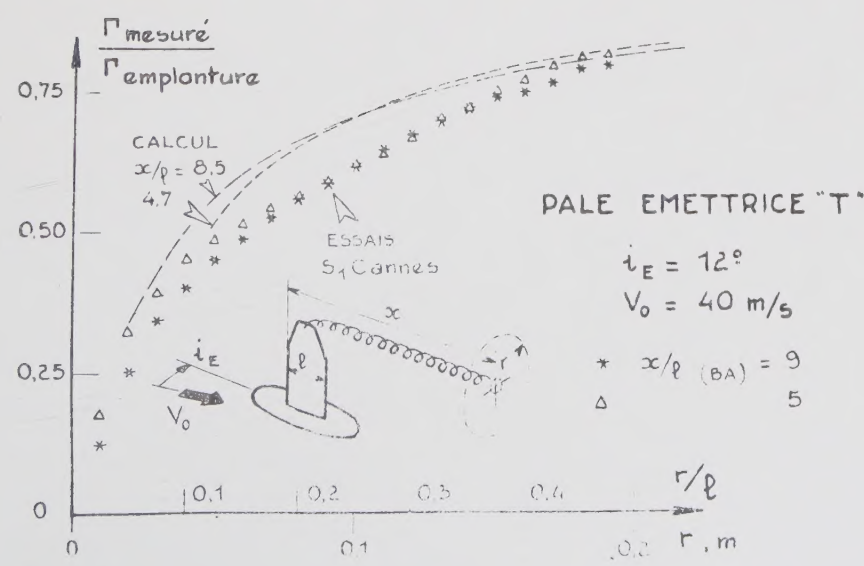


Figure 39 MESURES de circulation dans le tourbillon comparaison calcul expérience

